

**SPEKTROSKOPISCHE BESTIMMUNG
HOCHFREQUENTER ELEKTRISCHER FELDSTÄRKEN
EINER ELEKTRONENSTRAHL-PLASMA-INSTABILITÄT**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

PETER ANDRZEJEWSKI

aus

Castrop-Rauxel

Bochum 1985



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546407_0050

Spektroskopische Bestimmung hochfrequenter elektrischer
Feldstärken einer Elektronenstrahl-Plasma-Instabilität

Dissertation

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Peter Andrzejewski

aus

Castrop-Rauxel

Bochum 1985

Dissertation eingereicht am: 15.5.1985

Tag der mündlichen Prüfung: 21.6.1985

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen der Zweistromin- stabilität	6
2.1. Anwachsraten aus der linearen Theorie	7
2.1.1. Idealisierter Fall	7
2.1.2. Berücksichtigung realistischer Plasma- bedingungen	10
2.2. Elektronentrapping	13
2.3. Experimentelle Bestätigung des Modells	15
3. Das Experiment	17
3.1. Plasma	17
3.2. Der Elektronenstrahl	19
3.2.1. Konstruktion der Elektronenquelle	19
3.2.2. Elektrische Beschaltung der Quelle	22
3.2.3. Strahlführung	24
3.2.4. Bestimmung der Strahlparameter	25
3.3. Bestimmung der Plasmaparameter	28
3.4. Mikrowellendiagnostik	31
4. Optische Messungen	32
4.1. Meßaufbau	32
4.2. Messung der Linienprofile	38
5. Instabilitätsnachweis durch Beobachtung von Linienintensitätsüberhöhungen	44
5.1. Erhöhung elastischer Stoßraten durch hochfrequente elektrische Felder	44
5.2. Diskussion der Gültigkeit des Modells	47
5.3. Messung des zeitlichen Verlaufs der Intensitätsüberhöhung	49

5.4.	Messung von I/I_0 in Abhängigkeit von der Feldstärke	51
5.5.	Messung von I/I_0 in Abhängigkeit von der Frequenz	51
5.6.	Diskussion der Messungen	53
6.	Bestimmung der Feldstärken aus Plasmasatelliten	55
6.1.	Theoretische Grundlagen	55
6.2.	Gültigkeit der Theorie	63
6.3.	Verunreinigungslinien	65
6.4.	Experimenteller Nachweis von Plasmasatelliten	67
7.	Zusammenfassung	75
Literaturverzeichnis		77

1. Einleitung

Die Messung hochfrequenter kollektiver elektrischer Felder in Plasmen gehört zu den ebenso schwierigen wie wichtigen Problemen der Plasmadiagnostik. 1961 schlugen Baranger und Mozer vor, den Hochfrequenz-Stark-Effekt für diesen Zweck zu nutzen. Diese spektroskopische Methode ist seither mehrfach angewandt worden.

Sie bedient sich der Tatsache, daß von einem elektrischen Feld symmetrisch um einen verbotenen Übergang Strukturen im Emissionsspektrum verursacht werden, die als Satelliten bezeichnet werden. Die Frequenz des Feldes bestimmt den Ort der Satelliten im Spektrum, die Feldstärke ihre Intensität.

Für den reinen atomphysikalischen Fall - d.h. ohne Verbreiterungsmechanismen des Plasmas und bei von außen aufgeprägten elektrischen Feldern - konnten Hicks et al. (1972) nachweisen, daß sich mit dieser Methode zutreffende Aussagen über Frequenz und Feldstärke machen lassen. Darüberhinaus konnten sie den Gültigkeitsbereich der Theorie beträchtlich erweitern.

Schwieriger war die Sachlage in Experimenten, bei denen elektrische Wellen-Felder - meist instabiler Natur - im Plasma erzeugt und nachgewiesen werden. Es ist die Eigenart solcher Turbulenzexperimente, daß zuverlässige Angaben über Plasmaparameter und über die elektrischen Felder nur schwer zu machen sind. Die Kleinheit der zu beobachtenden Strukturen - wenn sie von Plasmafeldern verursacht sind, werden

sie im folgenden Plasmasatelliten genannt - birgt dazu die Gefahr, daß Verunreinigungslinien fälschlich als Satelliten identifiziert werden. Tatsächlich scheinen in einer Reihe von Untersuchungen Strukturen im Linienflügel nicht von Plasmafeldern, sondern von Störlinien herzurühren. Für eine Diskussion solcher Fälle sei auf den Artikel von Drawin (1981) verwiesen.

Als Konsequenz der Störlinienproblematik muß für eine eindeutige Identifizierung von Plasmasatelliten gefordert werden, daß die Abhängigkeit ihrer Wellenlängenposition von der Frequenz des Feldes beobachtbar ist. In vielen Fällen, in denen die Frequenz des hochfrequenten kollektiven elektrischen Feldes die Plasmafrequenz ist, entspricht dies der Messung bei unterschiedlichen Dichten. Ein solches Experiment führte Wiegart (1981) durch. Er konnte die Strukturen auf der Heliumlinie bei 492,2 nm als Plasmasatelliten erklären, die von einer der Entladung eigenen Zweistrominstabilität in der Dichteanstiegsphase verursacht werden. Der Aufbau des Experiments erlaubt ihm allerdings nicht, von der zu testenden Meßmethode unabhängig gewonnene Werte für Frequenz und Feldstärke anzugeben.

Diese Lücke zu schließen ist ein Ziel der vorliegenden Arbeit. Es soll ein Experiment konzipiert werden, bei dem eine gut diagnostizierbare Instabilität in einem bekannten Plasma hervorgerufen wird, wobei besonderer Wert auf die Kenntnis aller relevanten Parameter gelegt wird. Die Entladung, die dafür gewählt

wurde, ist ein gepulster Niederdruckbogen, in dem durch den Einschub eines Elektronenstrahls Langmuirwellen in Richtung des Strahls mit instabil anwachsenden Feldstärken angeregt werden. Eine solche Zweistrominstabilität ist theoretisch gut bekannt (siehe z.B. Briggs (1964)), die Sättigungsfeldstärken können aus den Strahlparametern mit dem Trapping-Modell (Drummond et al.(1970)) bestimmt werden. Eine experimentelle Bestätigung des Trapping-Modells liegt vor (z.B. Mizuno u. Tanaka (1973)).

Die Frequenz der Instabilität ist weitgehend der Plasmafrequenz gleichzusetzen. Die für eine eindeutige Identifizierung der Plasmasatelliten notwendige Variation der Frequenz ist daher sehr einfach zu verwirklichen durch die Variation des Einschubzeitpunktes für den Elektronenstrahl in das zerfallende Plasma. Die Dichte des Plasmas kann dabei mit Langmuirsonden als unabhängiger Methode bestimmt werden.

Die Trennung von Plasma- und Turbulenzerzeugung ist in mehrfacher Hinsicht ein wichtiger Aspekt für das Experiment. Neben der bereits erwähnten Möglichkeit, die Frequenz der Instabilität bequem zu ändern, bietet sie die Gelegenheit, Spektren für den turbulenten Zustand mit solchen ohne Strahleinschub zu vergleichen. Dadurch verliert der sonst notwendige Vergleich mit theoretischen Profilen zur Erkennung nichtthermischer Strukturen in Linienprofilen an Bedeutung.

Auf einem völlig anderen Effekt beruht eine zweite spektroskopische Messung, die an dem Experiment durch-

geführt wird. In Anwesenheit eines elektrischen Wechselfeldes werden die Plasmaelektronen Energie gewinnen können. Aus diesem Energiegewinn resultiert ein Anwachsen der Raten für inelastische Stoßprozesse, besonders von Anregungsstößen. Als Folge dieser Erhöhung der Anregungsstoßraten ist eine Erhöhung der Linienintensität zu beobachten. Da eine Intensitätserhöhung durch den Vergleich zwischen Profilen mit und ohne Strahleinschuß registrierbar ist, bietet sich hierdurch eine Gelegenheit, Turbulenzdiagnostik mit spektroskopischen Mitteln zu betreiben, die auf einem völlig anderen Prinzip beruhen als der Nachweis von Plasmasatelliten.

Die Aufgaben für dieses Experiment lassen sich also wie folgt formulieren:

- Bereitstellung eines Plasmas von genügend hoher Reproduzierbarkeit
- Konstruktion einer Elektronenquelle, die hinreichend große Sättigungsfeldstärken im Plasma erreichen läßt
- unabhängige Diagnostik von Plasmadichte sowie aller Parameter, die für die Bestimmung der Feldstärke wichtig sind
- Detektion einer Linienintensitätsüberhöhung
- Messung von Plasmasatelliten bei unterschiedlichen Frequenzen
- Vergleich der Feldstärkewerte, wie sie sich aus den Messungen und aus dem Trapping-Modell ergeben

Die Arbeit orientiert sich an dieser Aufgabenliste. Zunächst werden einige Aspekte der Theorie der Zweistrominstabilität dargestellt, sofern sie für die Bestimmung von Frequenz und Feldstärke der instabilen Fel-

der von Bedeutung sind. Das folgende Kapitel beschreibt die Entladung und die Elektronenquelle, sowie die Diagnostikmethoden, die im Experiment benutzt werden. Daran schließt sich ein Abschnitt an, in dem der Versuchsaufbau der optischen Messungen und der Gang dieser Messungen geschildert wird. Die letzten drei Aufgaben werden in den letzten beiden Abschnitten behandelt, in dem die Ergebnisse der optischen Messungen ausgewertet werden.

2. Theoretische Grundlagen der Zweistrominstabilität

Die Zweistrominstabilität gehört zu den theoretisch am meisten untersuchten Instabilitäten. Ein Überblick über einen Teil der Literatur zu diesem Themenkreis wird in den Bibliographien der Reviewartikel von Papadopoulos (1977) und Goldmann (1984) gegeben. Diese Arbeit kann daher keinen auch nur annähernd umfassenden Überblick über dieses Gebiet geben, sondern muß sich auf einige, am Experiment orientierte Aspekte konzentrieren. Dazu gehört die Behandlung der Fragen:

- unter welchen Umständen bei den durch das Experiment gegebenen Plasmabedingungen sich eine Instabilität entwickeln kann
- welche Frequenz diese instabile Welle besitzt
- welche Aussagen über das instabile Spektrum gemacht werden können
- inwieweit Vorhersagen über beobachtbare Feldstärken möglich sind

Zur Beantwortung der ersten drei Fragen kann die lineare Theorie der Plasmawellen herangezogen werden, wobei betrachtet wird, wie sich die Dispersionsrelation für idealisierte Plasma- und Strahlverhältnisse ändert, wenn realistischere Annahmen zugelassen werden, und welchen Einfluß diese Annahmen auf die Lösungen haben. Dabei interessiert weniger der Absolutbetrag der Anwachsrate, sondern, wann eine Instabilität entstehen kann, und bei welcher Frequenz sie sich entwickelt. Eine spektroskopische Beobachtung der Instabilität erfordert in jedem Fall Meßdauern, die wesentlich größer sind als die Gültigkeitsdauer der linearen Theorie. Feldstärken, die eine

charakteristische Meßzeit lang beobachtbar sind, werden vielmehr mit nichtlinearen Modellen des Sättigungsverhaltens beschreibbar, die im zweiten Abschnitt dieses Kapitels behandelt werden.

2.1. Anwachsraten aus der linearen Theorie

2.1.1. Idealisierter Fall

Ausgangspunkt ist die lineare Dispersionsrelation für den Fall des stoßfreien, kalten, unendlich ausgedehnten Strahl-Plasma-Systems (Briggs (1964)):

$$1 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\omega_s^2}{(\omega - kv_0)^2} \quad (2.1)$$

Hierbei ist v_0 die Strahlgeschwindigkeit, $\omega_p = (e^2 n_e / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ die Elektronenplasmafrequenz und ω_s die Strahlplasmafrequenz, im nichtrelativistischen Fall gilt dann: $\omega_s = (n_s / n_e)^{1/2} \omega_p$. Das Verhältnis der Dichten von Strahl und Plasma wird im weiteren mit α abgekürzt und es gelte $\alpha = n_s / n_e \ll 1$.

Gleichung 2.1 beschreibt die Kopplung von Plasmaschwingungen (1. Term der rechten Seite) mit den dopplerverschobenen Plasmaschwingungen des Strahls (2. Term). Zur Auflösung der Gleichung wird angenommen, daß entweder ω oder k reell sind. Bei Annahme eines reellen k ergeben sich vier Lösungen, wie sie in Abb. 2.1 dargestellt sind.

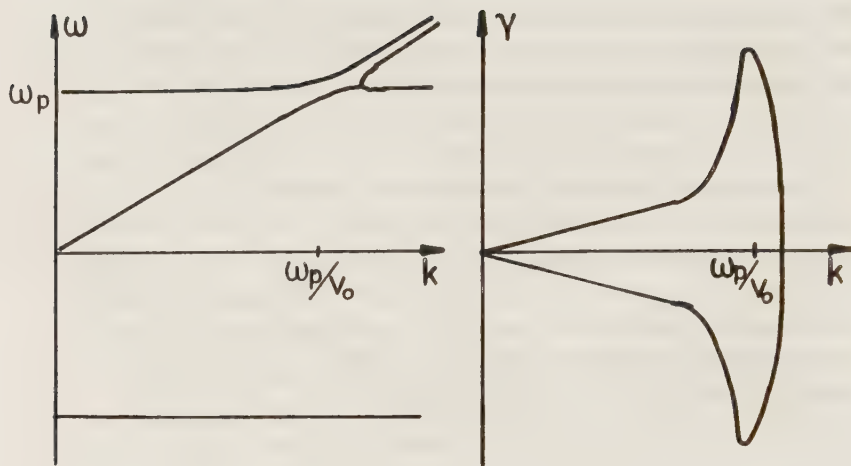


Abb. 2.1 Lineare Dispersionsrelation für die absolute Instabilität. Aufgetragen sind Realteil ω und Imaginärteil γ der Frequenz gegen die Wellenzahl k .

Für $k < \omega_p/v_0$ erhält man zwei konjugiert komplexe Lösungen $\omega = \omega \pm i\gamma$. Da für die Herleitung von Gleichung 2.1 die elektrischen Felder angesetzt werden als $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(kx - \omega t))$, beschreibt dann eine der Lösungen den Fall, daß die Felder mit $\exp(\gamma t)$ anwachsen. Man bezeichnet dieses Verhalten als absolute Instabilität, da das Anwachsen nicht vom Ort, sondern nur von der Zeit abhängt; γ heißt daher auch zeitliche Anwachsrate.

Für Frequenz und Wellenzahl der am stärksten anwachsenden Welle gilt dabei (Thompson (1971)):

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_p \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \alpha \right)^{1/3} + O(\alpha^{2/3}) \right\} \\ k_0 &= \frac{\omega_p}{v_0} \left\{ 1 + O(\alpha^{2/3}) \right\}\end{aligned}\quad (2.2)$$

Eine örtlich anwachsende, "konvektive" Instabilität ergibt sich bei der Wahl reeller ω . Gleichung (2.1) nach k aufgelöst lautet dann:

$$k_{1/2} = \frac{\omega}{v_0} \pm \frac{1}{v_0} \frac{\frac{\omega_s^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (2.3)$$

Für $\omega < \omega_p$ erhält man dann zwei konjugiert komplexe Lösungen $k = k_r \pm i\sigma$, so daß in einem Fall die elektrischen Felder mit $\exp(\sigma x)$ anwachsen (Abb. 2.2)

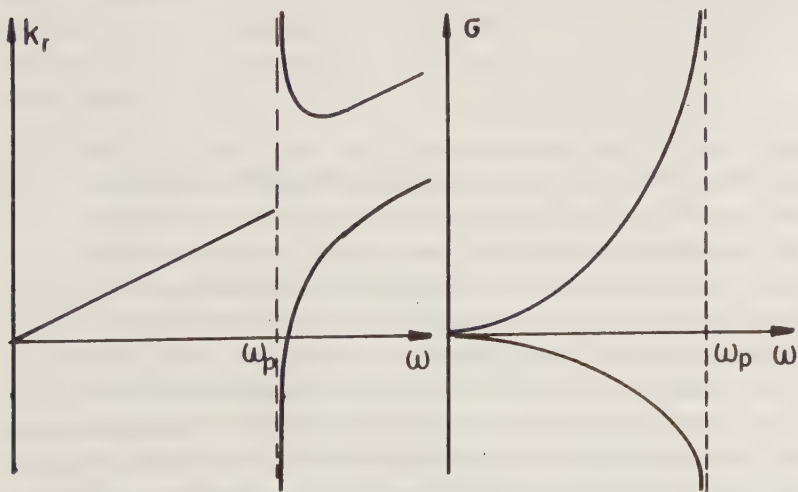


Abb. 2.2 Lineare Dispersionsrelation für die konvektive Instabilität. Aufgetragen sind Realteil k_r und Imaginärteil σ der Wellenzahl gegen die Frequenz ω .

Wie man an Gleichung (2.3) erkennt, geht für den Fall $\omega \rightarrow \omega_p$ die räumliche Anwachsrate σ gegen unendlich. Diese Singularität wird durch die Annahme realistischerer Bedingungen aufgehoben.

2.1.2. Berücksichtigung realistischer Plasmabedingungen

Die wichtigsten Modifikationen der einfachsten Dispersionsrelation (2.1) sind die Berücksichtigung von Stößen und einer Strahltemperatur, ferner der Einfluß einer Plasmatemperatur und einer endlich ausgedehnten Strahlgeometrie.

Bludman, Watson und Rosenbluth (1960) leiteten her, daß sich im Falle einer endlichen Stoßfrequenz ν_c die Dispersionsrelation schreiben läßt als:

$$1 = \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} + \frac{\omega_s^2}{(\omega - kv_0)^2} \quad (2.4)$$

Das Verhalten der Lösungen läßt sich wie folgt beschreiben: Zwar können Stöße den Betrag der größten Anwachsrate reduzieren (so wird die oben erwähnte Singularität der räumlichen Anwachsrate beseitigt), jedoch bleiben Frequenz und Wellenzahl der instabilsten Mode weitgehend unverändert. Der Einfluß von Stößen kann die Instabilität nicht vollständig unterdrücken. Dies ändert sich, wenn zusätzlich eine Strahltemperatur zugelassen wird. Unter Strahltemperatur wird hier die charakteristische Breite Δv der Verteilungsfunktion des Strahls verstanden, die nicht notwendigerweise eine Maxwell-Funktion ist. Die Dispersionsrelation kann dann nicht mehr in

jedem Fall als einfacher algebraischer Ausdruck geschrieben werden. Diese Möglichkeit bleibt bestehen, wenn als Verteilungsfunktion der Strahlelektronen eine Lorentz-

verteilung $f(v) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta v}{\Delta v^2 + (v - v_0)^2}$ gewählt wird. Das

in der Dispersionsrelation erscheinende Integral läßt sich dann analytisch lösen (O'Neil u. Malmberg (1968)) und man erhält:

$$1 = \frac{\omega^2 P}{\omega(\omega + i\nu_c)} - \frac{\omega^2 S}{\{k\Delta v - i(\omega - kv_0)\}^2} \quad (2.5)$$

Ascoli (1961) und Singhaus (1964) haben nachgewiesen, daß in diesem Fall eine zu große Strahltemperatur dazu führt, daß für Frequenzen in der Nähe der Plasmafrequenz die Anwachsrate verschwindet. Als Grenzwert für die Energiebreite des Strahls, bei dem dieser Vorgang einsetzt, geben sie an:

$$\left(\frac{\Delta v}{v_0}\right)^2 > 0.76 \alpha \frac{\omega P}{\nu_c} \quad (2.6)$$

Dieser Grenzwert konnte von Böhmer et al. (1971) experimentell bestätigt werden.

Für Strahltemperaturen, die die Bedingung (2.6) deutlich erfüllen, gilt, was schon über den Einfluß von Stößen auf die Lösung der Dispersionsrelation (2.1) gesagt wurde: Zwar kann der Absolutwert der maximalen Anwachsrate reduziert werden, jedoch bleiben Frequenz

und Wellenzahl der instabilsten Mode weitgehend unbeeinflusst. Für Maxwell-verteilte Strahlelektronen läßt sich die Dispersionsrelation zwar nicht mehr als geschlossener algebraischer Ausdruck angeben, sondern nur mit Hilfe der Plasmadispersionsfunktion (Fried u. Conte (1961)), jedoch konnten O'Neil und Malmberg (1968) zeigen, daß sich die Lösungen für diesen Fall nur unwesentlich von denen unterscheiden, die eine Lorentzfunktion voraussetzen.

In ähnlicher Weise schätzten Böhmer et al. (1971) ab, daß der Einfluß einer Plasmatemperatur klein ist gegen die Auswirkung von Stößen, solange für die thermische Geschwindigkeit v_{th} gilt, daß

$$\frac{v_{th}}{v_0} \ll \frac{(v_c/\omega_p)^{3/2}}{\alpha^{1/2}} \frac{2^{1/2}}{3^{3/4}} \quad (2.7)$$

Im vorliegenden Fall ist diese Bedingung gut erfüllt.

Weiterhin gilt nach Self (1969), daß auch der Einfluß einer endlich ausgedehnten Strahlgeometrie nur die Anwachsrate verringert, nicht aber Frequenz und Wellenzahl der instabilen Mode.

Als Zusammenfassung kann man feststellen, daß die Lösungen der linearen Dispersionsrelation, die die Injektion eines kalten, unendlich ausgedehnten Strahls in ein kaltes, stoßfreies Plasma beschreibt, in vielen Fällen Frequenz und Wellenzahl der am schnellsten anwachsenden Mode auch für den realen Fall richtig angeben. Solange die Bedingungen (2.6) und (2.7) erfüllt sind, wird durch die Annahme realistischer Voraussetzungen nur der Be-

trag der Anwachsrate verringert, jedoch nicht die Instabilität unterdrückt. Für diese Arbeit sind die Beträge der Anwachsrate von untergeordneter Bedeutung. Feldstärken, die hinreichend stationär sind, so daß sie experimentell beobachtbar werden, lassen sich nur mit nichtlinearen Sättigungsmechanismen korrekt beschreiben.

2.2. Elektronentrapping

Für eine Beschreibung der Feldstärkenentwicklung sind die Dispersionsrelationen des vorherigen Abschnitts unzulänglich. Bereits nach wenigen Plasmaperioden wird der Gültigkeitsbereich der linearen Theorie verlassen. Für das nichtlineare Verhalten legten O'Neil et al. (1971) ein Modell vor, daß die Besonderheit der linearen Anwachsrate berücksichtigt. Da diese ein scharfes Maximum besitzen, wird bei einer Instabilität vorzugsweise die Mode (ω_0, k_0) verstärkt, und das Spektrum angeregter Wellen, das sich aus dem Rauschen entwickelt, wird dadurch immer schmaler. Nach kurzer Zeit kann dann die instabile Welle als monochromatisch angesehen werden ("single wave approximation").

Ein weiteres Anwachsen wird durch den Einfang der Strahlelektronen im Wellenfeld verhindert, sobald das Wellenpotential größer ist als die kinetische Energie der Strahlelektronen $\frac{mu^2}{2}$ im System der Welle. Die Strahlelektronen werden dann am Potential der Welle abgebremst und geben dabei Energie an die Welle ab: die Wellenenergiedichte erreicht ihr Maximum. Wenn die

Strahlelektronen danach an der anderen Seite des Potentialtopfes reflektiert werden, gewinnen sie kinetische Energie auf Kosten der Welle - die Energiedichte der Welle hat ein relatives Minimum. Durch die Reflexionen im Potentialtopf oszilliert der Feldstärkenbetrag der Welle.

Im Phasenraum durchlaufen die eingefangenen Elektronen dabei Bahnen konstanter Energie. Da diesen Bahnen unterschiedliche Umlauffrequenzen zugeordnet sind - je nach dem, in welcher Höhe des Potentialtopfes der Einfang stattfand - sind nach einigen Umläufen die Strahlelektronen gleichmäßig auf den Bahnen konstanter Energie verteilt und die Oszillation der Feldstärke erreicht einen asymptotischen Grenzwert, der in der Mitte zwischen dem ersten relativen Maximum und dem ersten relativen Minimum liegt (Abb. 2.3).

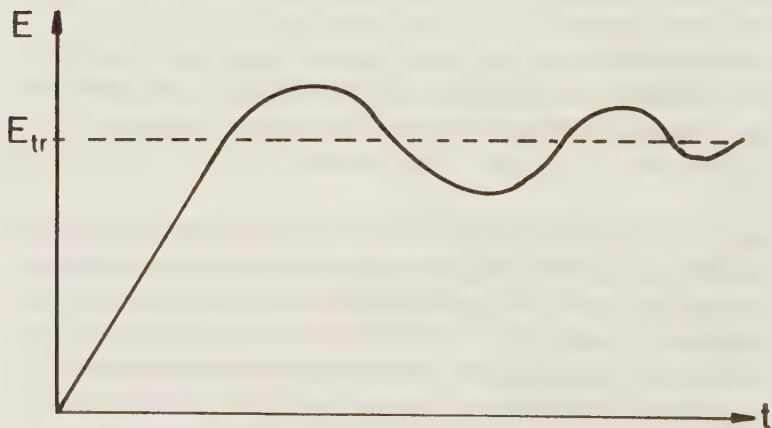


Abb. 2.3 Zeitliche Entwicklung der Feldstärken nach dem Trapping-Modell

Mit den Gleichungen (2.2) ergibt sich für diesen Grenzwert (Drummond et al. (1970)):

$$\frac{\epsilon_0 E_{tr}^2}{2} = 2^{-4/3} \alpha^{1/3} n_s \frac{mv_0^2}{2} \quad (2.8)$$

Mit dem Erreichen dieser Feldstärke bei gleichzeitig beginnender Verschmierung der Strahlelektronenverteilung im Phasenraum kann die weitere Entwicklung mit der quasilinearen Theorie beschrieben werden (Fainberg (1963); Fainberg u. Shapiro (1965)), die auf einer weit langsameren Zeitskala stattfindet. Daher beschreibt Gleichung (2.8) die Feldstärke eines quasistationären Zustandes.

2.3. Experimentelle Bestätigung des Modells

Grundlegende Voraussetzung für die Gültigkeit des Trapping-Modells ist die Anwendbarkeit der Einzelwellennäherung. Dazu wurden am vorliegenden Experiment im Rahmen einer anderen Arbeit (vom Scheidt (1985)) die Mikrowellenemission bei Strahleinschuß untersucht. Die Messungen konnten nachweisen, daß sich bei der Plasmafrequenz eine sehr schmalbandige, rasch anwachsende konvektive Instabilität entwickelt, wodurch die Annahme der Einzelwellennäherung gestützt wird.

Außerdem zeigten die Messungen eine anschließende, sich auf einer langsameren Zeitskala ($\sim 2\mu s$) entwickelnde Verbreiterung des instabilen Spektrums, wie es die

quasilineare Theorie vorhersagt. Im Folgenden wird daher Gleichung (2.8) benutzt, um die Feldstärken der Instabilität abzuschätzen.

3. Das Experiment

Abb. 3.1 zeigt den Versuchsaufbau. Das Experiment kann in vier Komplexe unterteilt werden: Plasmaerzeugung, Strahlerzeugung, Diagnostik und optischer Meßaufbau. Dem letzteren wird im Rahmen der optischen Messungen ein eigener Abschnitt gewidmet sein, die anderen werden im Folgenden beschrieben.

3.1. Plasma

Das Plasma ist ein gepulster Niederdruckbogen in Helium. Dieser Entladungstyp, der erstmals von Wulff (1958) vorgestellt wurde, zeichnet sich durch axiale Homogenität und gute Reproduzierbarkeit aus. Das Entladungsgefäß ist aus Duran und hat bei Zylindergeometrie einen Durchmesser von 40 mm und eine Länge von 55 cm. An zwei Stützen sind eine Turbomolekularpumpe und eine symmetrische Doppelsonde angeschlossen.

Die ringförmigen Plasmaelektroden sind aus Reinaluminium. Die dadurch gegenüber dem Plasmaquerschnitt verringerte Elektrodenoberfläche erhöht die Stromdichte an der Elektrode und begünstigt damit die Ausbildung von Brennflecken als Bogenfußpunkte. Dadurch wird eine zuverlässige Plasmazündung erreicht.

Als Energiequelle der Entladung dient ein auf 8kV aufgeladener Kondensator von $7\mu\text{F}$. Der Entladungsstrom wird begrenzt durch einen induktionsarmen einstellbaren elektrolytischen Vorwiderstand von etwa $30\ \Omega$ und wird

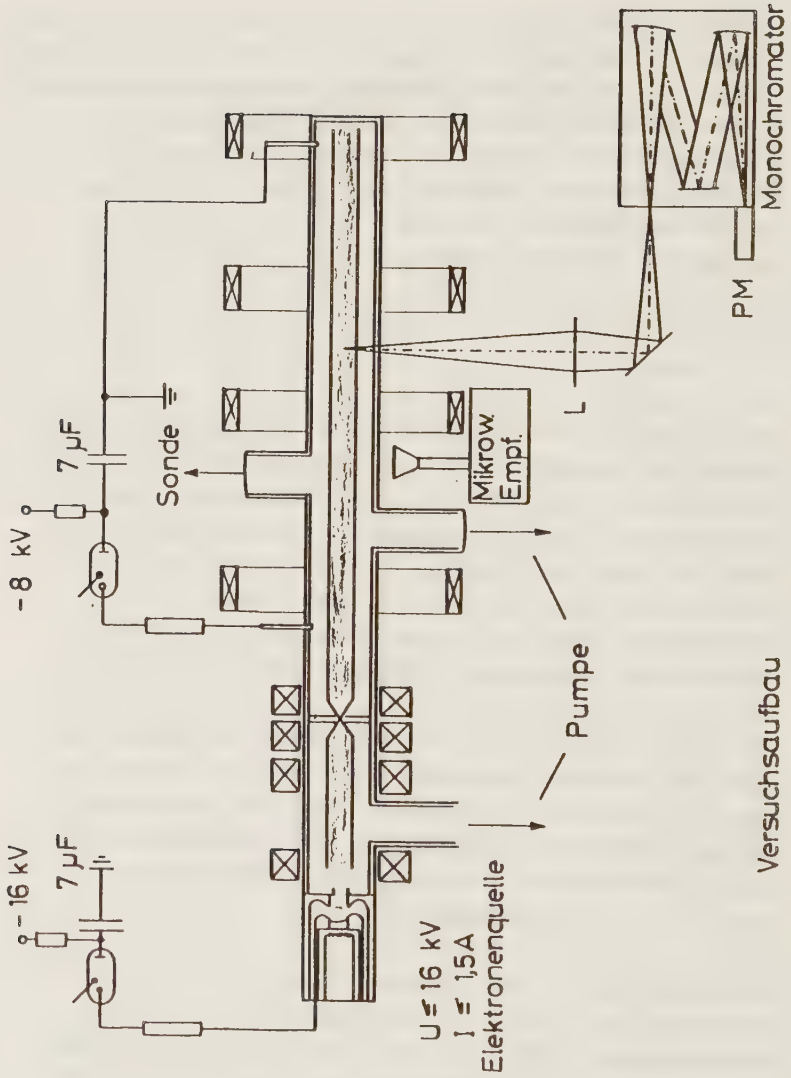


Abb. 3.1

durch den Spannungsabfall an einem $1\text{ m}\Omega$ -Shunt im Entladungskreis gemessen.

Die Zündung des Plasmas erfolgt über ein Ignitron. Das Ladegerät des Hochspannungskondensators erlaubt Repe-titionsraten von mehr als 2 Hz. Um eine Unzuverlässig-keit des Ignitrons im Zündverhalten zu vermeiden, mußte die Rate auf 1,2 Hz begrenzt werden.

Die Zuverlässigkeit des Zündverhaltens erfordert außer-dem einen Mindestfülldruck von 10 Pa, eine optimale Lichtausbeute wurde bei dem meistens gewählten Fülldruck von 30 Pa beobachtet. Gemessen wird dieser Druck mit einem Wärmeleitmanometer nach Pirani am Abpumpstutzen.

3.2. Der Elektronenstrahl

3.2.1. Konstruktion der Elektronenquelle

Die Elektronenquelle ist eine Weiterentwicklung einer Quelle des Pierce-Typs (Pierce (1954); Frost et al. (1962)), die in einem früheren Experiment (Andrzejewski (1980)) benutzt wurde. Diese ältere Quelle hatte den Nachteil einer wesentlich geringeren Spannungsfestig-keit von maximal 5 kV und - wegen der schlechten Leit-fähigkeit des Kathodenmaterials - einer großen Ener-giebreite des Elektronenstrahls. Zur Behebung die-ser Nachteile wurde die Quelle in wesentlichen Punkten verbessert.

Ein wichtiger Schritt ist dabei die Veränderung der

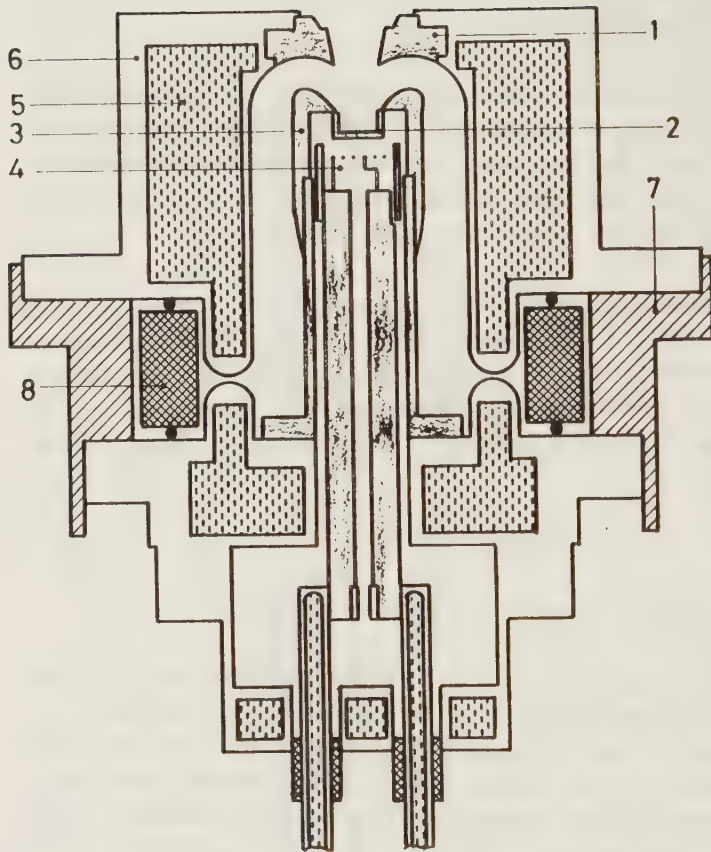


Abb. 3.2 Konstruktionsprinzip der Elektronenquelle.

1:Anode(Mo), 2:Kathode (Mo, gefüllt mit LaB₆),
3:Hilfselektrode (Mo), 4:Heizwendel der Stoßheizung (W),
5:Wasserkühlung, 6:Quellengehäuse (Edelstahl),
7:Distanzstück/Isolator (Nylon), 8:Glasisolator

Quellengeometrie, besonders an den Hilfselektroden (Abb. 3.2), um durch die Vermeidung kleiner Krümmungsradien die Gefahr einer Feldemission zu verringern. Rechnungen mit einem Finite-Elemente-Programm, die F. Pinnekamp für diese Geometrie zur Verfügung stellte, zeigen, daß bei einer Betriebsspannung von 15 kV die Feldstärken $3,5 \cdot 10^6$ V/m nicht übersteigen (die Schwelle für Feldemission liegt bei 10^7 V/m).

Ebenfalls der Vermeidung von Durchschlägen dient der Einsatz einer Turbomolekularpumpe. Damit konnte ein ölfreies Grundvakuum von 10^{-4} Pa erreicht werden. Bei der älteren Quelle war es zu Durchschlägen über dünne isolierende Ölfilme gekommen.

Um den Spannungsabfall über der Kathodenbeschichtung und eine damit verbundene Verbreiterung der Strahlenergieverteilung zu reduzieren, wurde das zuvor benutzte Kathodenmaterial (BaO/SrO) durch LaB_6 ersetzt. Lanthanhexaborid ist wesentlich unempfindlicher gegen Belüftungen und Vergiftungen und erreicht ähnlich hohe Emissionsstromdichten wie Barium/Strontiumoxide, allerdings bei deutlich höheren Temperaturen (Schiller et al. (1977)). Die Kathode besteht daher jetzt aus einem dünnwandigen Molybdäntopf von 10 mm Durchmesser, in den LaB_6 -Pulver gepreßt wird. Bei dem ersten Aufheißvorgang erfolgt eine fünfzehnminütige Sinterungsphase bei einer Temperatur von etwa 1900 K, die spätere Betriebstemperatur liegt bei 1700 K. (Die Temperaturen werden pyrometrisch bestimmt.)

Zur Erreichung dieser Temperatur wird die Quellenkathode

indirekt durch Elektronenstoß geheizt. Dabei bildet sie die Anode für einen direkt geheizten Wolframdraht in 2 mm Abstand, der um ca. -1500 V gegen die Quellenkathode vorgespannt ist. Der Draht hat eine Länge von ungefähr 6 cm und ist spiralförmig angeordnet. Seine Temperatur bestimmt die Größe des Stoßstroms. Bei einem typischen Stoßstrom von 300 mA wird die Kathode gleichmäßig erhitzt.

Bei den großen Heizleistungen tritt in hohem Maße das Problem auf, die für die elektrische Isolation notwendigen Glas-Metall-Übergänge vor einer Überhitzung zu schützen. Dazu dient eine aufwendige Kühlanordnung, bei der auch das Kühlwasser über einen Wärmetauscher elektrisch isoliert werden muß, da es auf Kathodenpotential liegt. Eine gekühlte Edelstahlblende im Inneren des Quellgefäßes verhindert, daß die Glasisolation zwischen dem Potential der Kathode und dem der Anode (Masse) durch Wärmestrahlung zu stark erhitzt oder durch eine leichte Verspiegelung elektrisch leitend wird.

Damit erfüllt die Elektronenquelle sowohl in Hinblick auf die Spannungsfestigkeit als auch auf den Emissionsstrom die Anforderungen des Experiments.

3.2.2. Elektrische Beschaltung der Quelle

Durch den Einsatz der Elektronenstoßheizung werden für den Betrieb der Quelle, nimmt man die Heizung des Wolframdrahts hinzu, drei verschiedene Stromkreise benötigt.

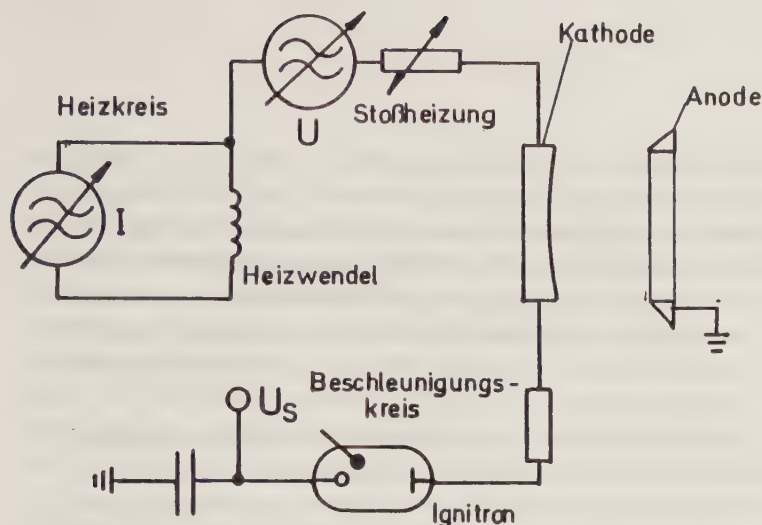


Abb. 3.3 Elektrische Beschaltung der Quelle

Der Stoßheizungskreis arbeitet im Dauerbetrieb. Der Elektronenbeschuß der indirekten Kathodenheizung kann dabei eine Erhöhung des Metalldampfdrucks am Ort der Stoßheizung bewirken. Daraus resultiert dann eine zusätzliche Ionisation dieser Metallatome und damit eine Erhöhung des Elektronenstoßstroms sowie über den Ionenrücklaufstrom eine Erhöhung der Wolframdrahttemperatur. Dieser Prozeß hat die Neigung, instabil zu werden. Zur Stabilisierung wird ein Kaltleiter (Glühlampen) als Vorwiderstand eingesetzt.

Änderungen in der Stoßheizung, die auf einer langsameren Zeitskala erfolgen - etwa durch eine thermische Verschiebung des Wolframdrahts -, machen sich durch eine kleine Änderung des Kathodenstroms bemerkbar und können durch eine geringfügige Korrektur der Stoßheizungs- spannung kompensiert werden.

Der Stromkreis der Elektronenquelle wird gepulst betrieben. Hierfür wird ein Kondensator von $7\ \mu\text{F}$ von einem Ladegerät aufgeladen und mit einem Ignitron an die Quellkathode geschaltet. Ein Vorwiderstand von $1,1\ \text{k}\Omega$ dient zur Stabilisierung des Stromkreises. Er begrenzt den maximalen Strom durch die Elektronenquelle unter den Wert, der als Haltestrom für einen Bogen nötig wäre.

Die Elektronenquelle wird im Emissionsstrom-begrenzten Betrieb benutzt, das heißt, der Kathodenstrom wird durch die Kathodentemperatur begrenzt und nicht durch die Raumladung, wie es das Child-Langmuir-Gesetz beschreibt.

Eine Erhöhung der Kathodentemperatur, um größere Kathodenströme als $3\ \text{A}$ zu erreichen, hätte dabei immer größere Schwankungen der Kathodentemperatur zur Folge, die sich nicht mehr über die Zahl der Entladungen, die für eine optische Messung notwendig ist (typischerweise 1500), genügend gut kompensieren ließen.

3.2.3. Strahlführung

Die Spannungsfestigkeit der Quelle verlangt wesentlich kleinere Gasdrucke in der Quelle als im Entladungsgefäß. Um dies zu gewährleisten, ist zwischen Entladungs- und Quellengefäß eine differentielle Pumpblende mit einem Lochdurchmesser von $2\ \text{mm}$ eingebaut. Mit zwei magnetischen Linsen wird der Strahl durch diese Blenden geführt, wobei die eine den Strahl fokussiert, die andere den danach divergierenden Strahl parallel weiter-

führt.

Da die Abbildungseigenschaften der magnetischen Linse von der Energie der abgebildeten Elektronen abhängt (El-Kareh u. El-Kareh (1970)), stellen die Linsen ein Energiefilter dar, das den Elektronenstrahl nur in das Gefäß abbildet, solange die Strahlenergie innerhalb 10% der Anfangsenergie entspricht. Abhängig vom Quellenstrom liegt dieser Zeitraum zwischen 10 und 20 μ s.

Um die raumladungsbedingte Divergenz des Strahls zu verhindern, wird er im Entladungsgefäß durch ein axiales Magnetfeld von $2 \cdot 10^{-3}$ T geführt. Der Wert des Magnetfeldes ist dabei so klein gewählt worden, daß seine Störeinflüsse auf das Experiment vernachlässigbar sind.

3.2.4. Bestimmung der Strahlparameter

Die genaue Kenntnis der Strahlparameter ist von entscheidender Bedeutung für die Berechnung hochfrequenter Feldstärken. Gleichung (2.8) zeigt, daß dazu Energie und Dichte des Elektronenstrahls benötigt werden, wobei sich die Strahldichte aus seiner Energie, dem Strahlstrom und dem Strahldurchmesser ergibt.

Die Strahlenergie kann durch eine Messung der Beschleunigungsspannung an der Kathode mit einem Hochspannungstastkopf direkt bestimmt werden. Außerdem kann der Strom, der in die Kathode fließt, mit einem

induktiven Stromwandler gemessen werden. Eine direkte Bestimmung des effektiven Strahlstroms, der durch die differentiellen Pumpblende fließt, läßt sich in Anwesenheit des Plasmas nicht durchführen. Jedoch haben Voruntersuchungen gezeigt, daß bei der Einstellung der Magnetlinsen, die im Experiment benutzt wurden, 30% des Kathodenstroms als Elektronenstrahl durch die Pumpblende gelangt.

Diese Messung wurde bei Einschub des Strahls in Neutralgas durchgeführt, dabei wurde der Strahlstrom mit einer großflächigen Sonde detektiert. Die Reproduzierbarkeit der Strahlausbeute in Abhängigkeit von Quellspannung, Linseneinstellung und Kathodenstrom erwies sich als so gut, daß durch die Messung des Kathodenstroms und unter Kenntnis der anderen Parameter auf den Strahlstrom geschlossen werden kann. Der Fehler, der hierbei gemacht wird, liegt unter 10%.

Mit einem radial beweglichen Faraday-Becher mit kleiner Öffnung (0,2 mm) wurde - ebenfalls bei Einschub in Neutralgas - das Dichteprofil des Strahls gemessen. (Abb. 3.4) Das Profil hat annähernd Rechteckform, der für die Experimentdaten gemessene Durchmesser von 7 mm ist gut reproduzierbar.

Ebenfalls bei Strahleinschub in Neutralgas konnte die Energieverteilung des Strahls gemessen werden. Hierzu wurde ein elektrostatischer 127° -Energieanalysator verwandt (Andrzejewski (1980)). Abb. 3.5 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Die Bedingung für die Energiebreite des Strahls nach Gleichung (2.6) ist

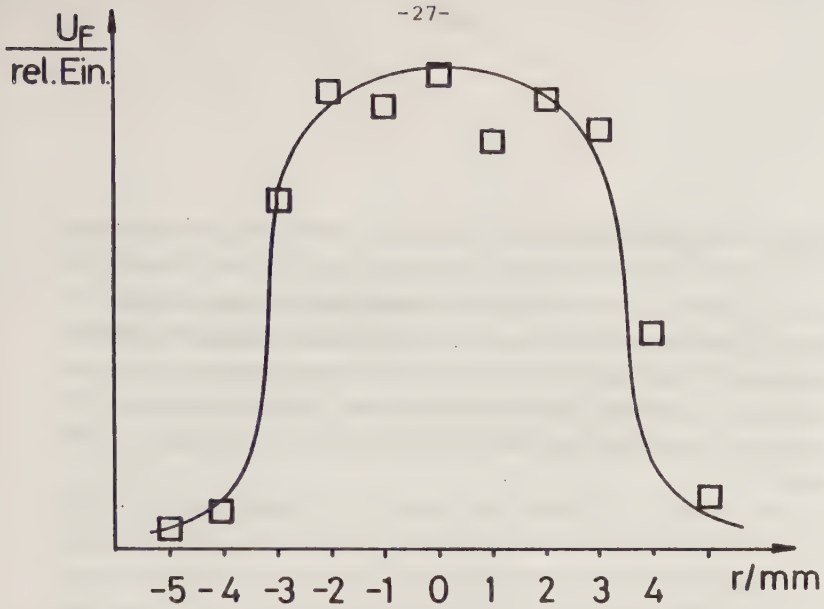


Abb. 3.4 Radiales Strahldichteprofil. Aufgetragen ist das Spannungssignal des Faraday-Bechers gegen die radiale Position.

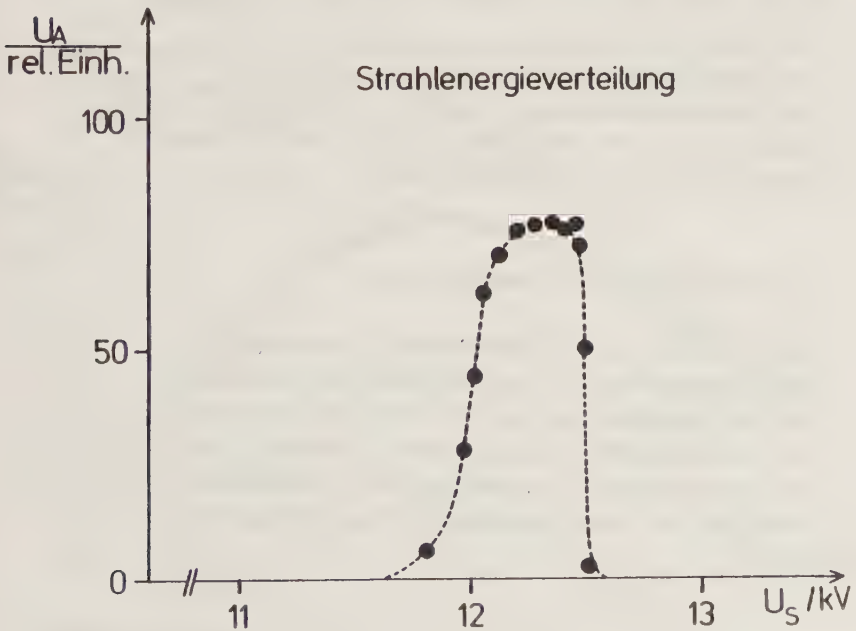


Abb. 3.5 Strahlenergieverteilung

damit erfüllt.

Damit läßt sich die Trappingfeldstärke aus den Strahl-
daten bestimmen. Gleichung (2.8) wird zu diesem Zweck
umgeformt, um die Feldstärke in Abhängigkeit von den
Strahl- und Plasmaparametern darzustellen. Mit der Defini-
tion der Strahlstromdichte $j_s = n_s e v_s$ erhält man
dann:

$$E_{tr} = \left\{ \frac{1}{2e\epsilon_0} \left(\frac{m}{\pi^2} \right)^{2/3} \left(\frac{I_s}{R_s^2} \right)^{4/3} \left(\frac{U_s}{n_e} \right)^{1/3} \right\}^{1/2} \quad (3.1)$$

mit e : Elementarladung, m : Elektronenmasse, I_s :
Strahlstrom, R_s : Strahlradius, U_s : Beschleunigungs-
spannung.

Für typische Experimentbedingungen, bei einer
Beschleunigungsspannung zwischen 13 und 15 kV und ei-
nem Kathodenstrom zwischen 2 und 3 A werden dabei
Feldstärken in der Größenordnung 10^5 V/m erreicht.

3.3. Bestimmung der Plasmaparameter

Die Kenntnis der Plasmaparameter, besonders der
Elektronendichte, ist von ähnlicher Wichtigkeit wie
die der Strahldaten. Sie wird für den Nachweis der
Reproduzierbarkeit der Entladung gebraucht. Vor allem
für eine eindeutige Auswertung der spektroskopischen
Messungen ist eine unabhängige Dichtediagnostik
nötig.

Elektronendichte und Temperatur des Plasmas werden mit einer radial verschiebbaren symmetrischen Doppelsonde bestimmt. Diese Methode hat eine gute Ortsauflösung und ist in der Dichtebestimmung unempfindlich gegen Änderungen der Elektronentemperatur (Himmel u. Möbius (1974)). Die beiden Sondendrähte haben einen Durchmesser von 0,2 mm und eine Länge von 3 mm.

Für die Bestimmung der Elektronentemperatur wurde die ganze Kennlinie der Sonde aufgenommen, die Elektronendichte wurde dann durch den Ionensättigungsstrom gemäß der Theorie von Laframboise (1966) bestimmt. Die Bedingung für die Gültigkeit dieser Theorie, daß die freie Weglänge der Teilchen groß ist gegen den Sondendurchmesser, ist im Experiment erfüllt.

Die Messungen des radialen Dichteverlaufs zeigen ein Profil, das einer Besselfunktion erster Ordnung als Diffusionsgrundmode entspricht (Abb. 3.6.) Man er-

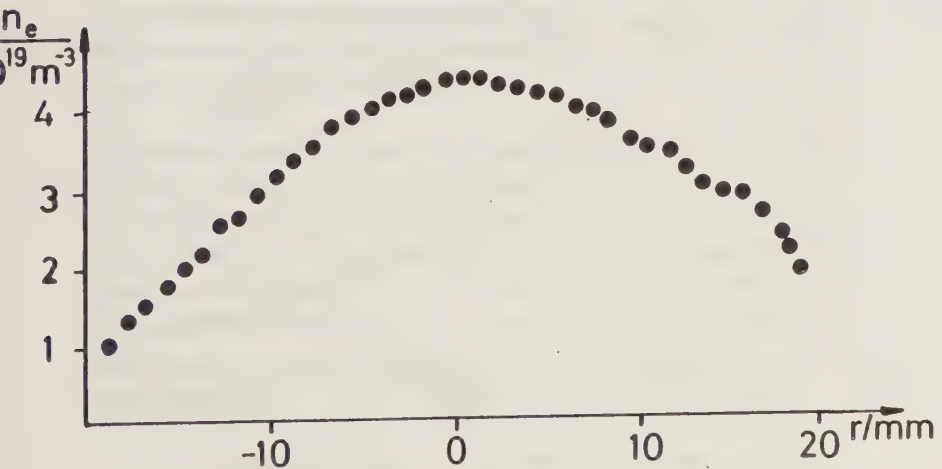


Abb. 3.6 Radiales Plasmadichteprofil bei $T=100 \mu\text{s}$

kennt, daß auf der Rohrachse auf einen Bereich von 7 mm - das entspricht dem Elektronenstrahldurchmesser - die Dichte weitgehend konstant ist. Die einseitige Verformung des Profils beruht auf der Diffusion des Plasmas in den Sondenstutzen. Die Elektronentemperatur bleibt für einen weiten Bereich des Dichteprofiles konstant.

Die Besselartige Form des Dichteprofiles gilt auch für Messungen zu anderen Zeitpunkten, nur der Betrag der Dichten ändert sich. Abb. 3.7 zeigt den zeitlichen Verlauf von Dichte und Temperatur auf der Rohrachse. Ungefähr ab 100 μs nach der Plasmazündung ist die Änderung der Plasmadichte während einer typischen Beobachtungsdauer für die spektroskopischen Messungen ($\sim 2 \mu\text{s}$) vernachlässigbar.

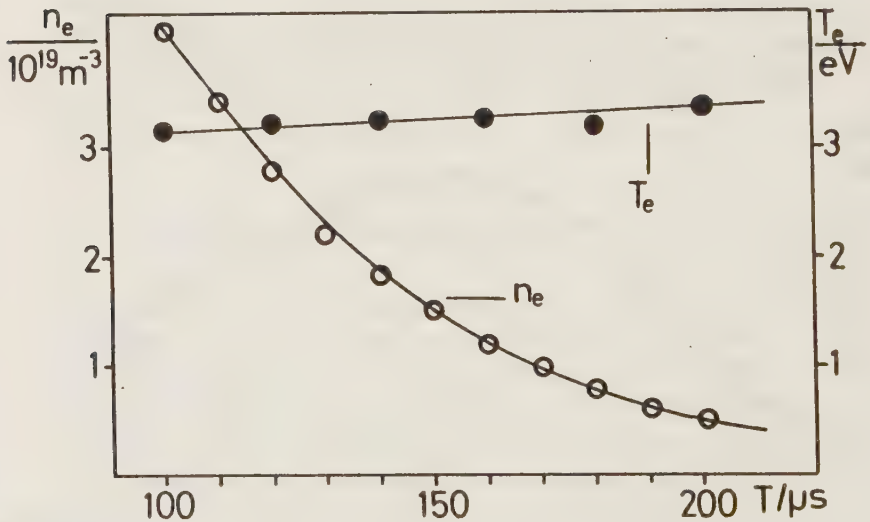


Abb. 3.7 Zeitlicher Verlauf von Plasmadichte und -temperatur auf der Gefäßachse

Die Tatsache, daß sich die Form des Dichteprofils während der Entladung nicht ändert, erlaubt es, durch Dichtemessungen außerhalb des Strahlvolumens eindeutig auf die Dichte auf der Gefäßachse zu schließen. Dies ist wichtig, da Messungen der Elektronendichte auf der Rohrachse bei Strahleinschuß nicht möglich sind, ohne den Strahl zu stören. Durch Messungen außerhalb des Strahlvolumens lassen sich trotzdem zuverlässige Dichtebestimmungen für den Zeitpunkt des Strahleinschusses durchführen.

3.4. Mikrowellendiagnostik

Als weiteres Diagnostikinstrument war ein Mikrowellenempfänger im Einsatz, um die Strahlung der Instabilität bei der Plasmafrequenz zu beobachten. Für eine Dichte von $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ liegt diese Frequenz bei 33 GHz im Ka-Band und kann vom Empfänger detektiert werden. Diese Meßmethode hat in der Arbeit von vom Scheidt (1985) zentrale Bedeutung, dort erfolgt auch eine detaillierte Beschreibung des Meßaufbaus.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Mikrowellenempfänger lediglich als Monitor für die Instabilität eingesetzt: Die Konstanz des Instabilitätssignals über eine Meßreihe dient als Kriterium für die gute Reproduzierbarkeit der Entladungs- und Strahlparameter. Außerdem stellt der Einsatz dieser Meßapparatur eine bequeme Möglichkeit dar, die Versuchsparameter im Sinne möglichst hoher Feldstärken zu optimieren.

4. Optische Messungen

Die spektroskopischen Untersuchungen werden an einer "überlappenden" He-Linie durchgeführt, das heißt an einem Übergang, in dessen unmittelbarer energetischen Nachbarschaft eine für Dipolstrahlung verbotene Linie liegt. Von den in Frage kommenden Linien wird der Übergang $4^3D, 4^3F \rightarrow 2^3P$ bei 447,148 nm ausgewählt. Er hat im sichtbaren Wellenlängenbereich wegen der Besetzungsdichten und der Oszillatorenstärken die größte Intensität.

Das folgende Kapitel beschreibt im ersten Abschnitt den Versuchsaufbau, der für die optischen Messungen benutzt wurde und gibt dann den Gang einer Messung wieder. Diese Messungen bilden die Grundlage für die Diskussion von Teilaspekten der aufgenommenen Spektren, wie sie in den Kapiteln 5. und 6. durchgeführt werden.

4.1. Meßaufbau

Das Licht wird mit einem $f = 1$ m Monochromator im Czerny-Turner-Aufbau spektral zerlegt. Das Spektrometer hat ein Gitter mit 600 Strichen auf einer Blaze-Wellenlänge von $1,6 \mu\text{m}$, die Linie wird daher in vierter Ordnung beobachtet. Da die Feldstärke der Instabilität sich wegen ihres konvektiven Charakters mit der axialen Koordinate ändert, erfolgt die Beobachtung side-on mit Hilfe zweier Linsen (Abb. 4.1.) Im Brennpunkt der einen Linse (L_1) befindet sich die Rohrachse des Entladungsgefäßes, im Brennpunkt der anderen (L_2) der Eingangsspalt des Spektrometers. Neben der Vergrößerung des Beobachtungsraumwinkels gewährleistet

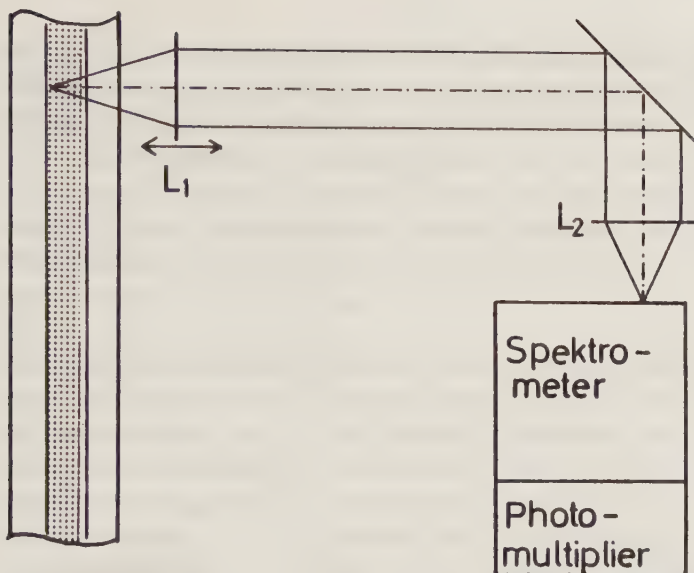


Abb. 4.1 Aufbau der optischen Messungen

diese Anordnung eine bessere Ortsauflösung als die Abbildung mit einer Linse.

Diese Ortsauflösung wurde in einem Justierexperiment überprüft. Dafür wurde eine kleine Lampe mit möglichst punktförmigem Glühdraht auf die Rohrachse gebracht und die Intensität in Abhängigkeit vom Ort der Linse L_1 gemessen (Abb. 4.2). Da der Abstand von 1,5 m zwischen den Linsen groß ist gegen die Brennweite von 100 mm, entspricht dies dem in der vorliegenden Experimentanordnung nur sehr schwer durchführbaren Fall, daß die Lichtquelle bei festen Linsenpositionen bewegt wird.

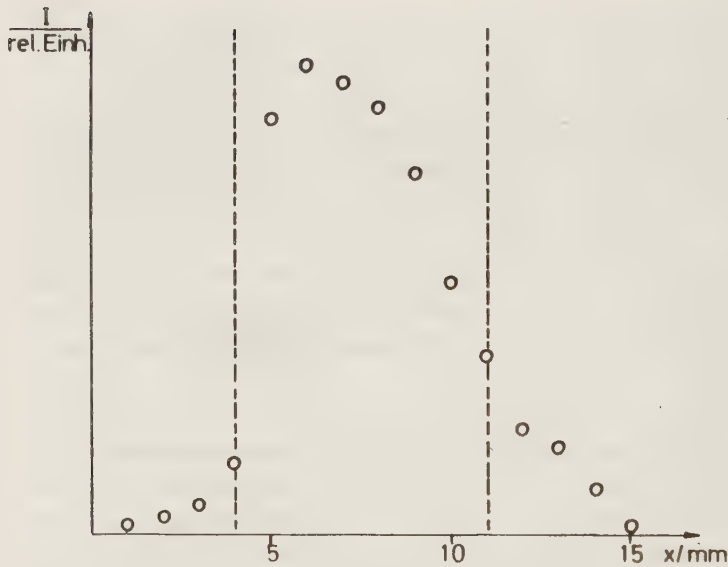


Abb. 4.2 Räumliche Auflösung des Meßsystems. Aufgetragen ist die gemessene Intensität einer Glühlampe auf der Gefäßachse gegen die Verschiebung der Linse L_1

Die Messung zeigt, daß mit der bestehenden Ortsauflösung zu etwa 90% das Licht aus dem Strahlvolumen berücksichtigt wird.

Die axiale Position für die Beobachtung des Plasmalichts wird mit Hilfe des Mikrowellenempfängers bestimmt. Das emittierte Signal bei der Plasmafrequenz zeigt, wie bereits erwähnt, eine starke Abhängigkeit von der z-Koordinate. Sein Maximum hat es ~5 cm von der der Quelle zugewandten Plasmaelektrode. Dieser Ort wird als Beobachtungsort für die optischen Messungen gewählt.

Das spektral zerlegte Licht wird mit einer Photonenzeleinheit detektiert. Dabei werden die Ausgangspulse des hochempfindlichen Photomultipliers (RCA C31034A02) in einer Verstärker/Diskriminatorstufe in TTL-Signale von 10 ns Dauer verwandelt und mit einem 100 MHz-Zähler innerhalb einer einstellbaren Gatezeit aufsummiert. Eine weitere Verarbeitung der Zählraten erfolgt in einem Kleinrechner.

Auf den Einsatz eines optischen Vielkanalanalysators mußte aus folgenden Gründen verzichtet werden: Für die Messung wird ein System benötigt, daß wegen der geringen Intensität der Strukturen im Linienflügel einen dynamischen Empfindlichkeitsbereich von mindestens $1:10^4$ aufweist. Von den meisten Vielkanalsystemen wird diese Forderung nicht erfüllt. Außerdem haben Vielkanalanalysatoren zwar in der Regel ein Apparateprofil mit einer durch Übersprechen auf Nachbarkanäle bedingten Halbwertsbreite von maximal 5 Kanälen, doch ist ihre Hundertstelwertbreite erheblich höher, sie liegt in der Größenordnung von 50 Kanälen (Talmi (1983)). Im vorliegenden Falle hätte dies zur Folge, daß die zu vermessenden Strukturen im Apparateprofil "ertrinken". Ein dritter Nachteil der Vielkanalanalysatoren ist ihr schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis.

Der benutzte Photomultiplier hingegen ist praktisch rauschfrei (6 counts/sec) und gleichzeitig empfindlicher als die zumeist mit S-20 beschichteten Vielkanaldetektoren: seine Quantenausbeute liegt bei der untersuchten Wellenlänge über 25%. Als Nachteil der extrem hohen Empfindlichkeit ist allerdings eine ge-

ringere Spitzenbelastbarkeit zu nennen, als man sie sonst von Photomultipliern gewohnt ist. Dieser Nachteil kann im Einzelschußbetrieb leicht behoben werden: Um bei den Spitzenintensitäten eine Zerstörung der Photokathode zu verhindern und um Totzeiteffekte zu vermeiden, wird ein kalibriertes Neutralfilter in den Strahlengang gebracht.

Die Möglichkeit, die Turbulenzanregung von der Plasmaerzeugung zu trennen, erlaubt es, Spektren des gestörten (das heißt mit Strahleinschuß) wie des ungestörten Falls aufzunehmen und miteinander zu vergleichen. Um eine Linienverschiebung zwischen den beiden Fällen zu erkennen, die bei sehr hohen elektrischen Feldstärken zu erwarten ist, müssen daher die Wellenlängenpositionen beider Spektren relativ zueinander genau bekannt sein. Das sonst übliche Verfahren der Einspiegelung des Lichts einer Spektrallampe zur Wellenlängenkalibrierung läßt sich nur mit erheblichem Aufwand und Lichteinbußen durchführen. Stattdessen werden beide Profile gleichzeitig im alternierenden Betrieb aufgenommen (Abb. 4.3). Diese Methode erlaubt einen direkten Vergleich zwischen beiden Messungen und läßt eventuelle Gangungenauigkeiten im Wellenlängenvorschub des Monochromators unerheblich werden.

Die geringe Durchstimmgeschwindigkeit des Spektrometers ermöglicht es, über eine größere Anzahl von Entladungen zu mitteln, um den statistischen Fehler zu verringern. Dafür werden alle Zählraten summiert, die innerhalb der 80%-Breite des Apparateprofils (Abb. 4.4) bei derselben Wellenlängenposition aufgenommen werden. Bei

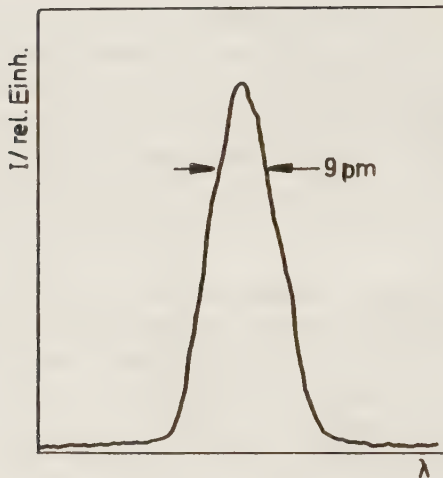


Abb. 4.4 Apparatprofil des Spektrometers bei einer Spaltbreite von $30\ \mu$. Die eingezeichnete 80%-Breite entspricht dem Wellenlängenvorschub des Spektrometers während 50 Entladungen.

einer Spaltbreite von $30\ \mu\text{m}$, die meist als Kompromiß zwischen Auflösungsvermögen und Lichtausbeute gewählt werden, entspricht dies einer Zahl von 25 Entladungen.

4.2. Messung der Linienprofile

Abb. 4.5 zeigt ein typisches Ergebnis einer Messung für den Fall, daß Turbulenzen durch den Strahleinschub erzeugt werden. Das auffälligste Ergebnis ist die starke Intensitätserhöhung im Falle des Strahleinschusses.



Abb. 4.5 Typische Messung eines Linienprofils. Durchgezogene Linie: Messung ohne Strahleinschuß, Punkte: Messung mit Strahleinschuß. Die verbotene Komponente ist mit V markiert.

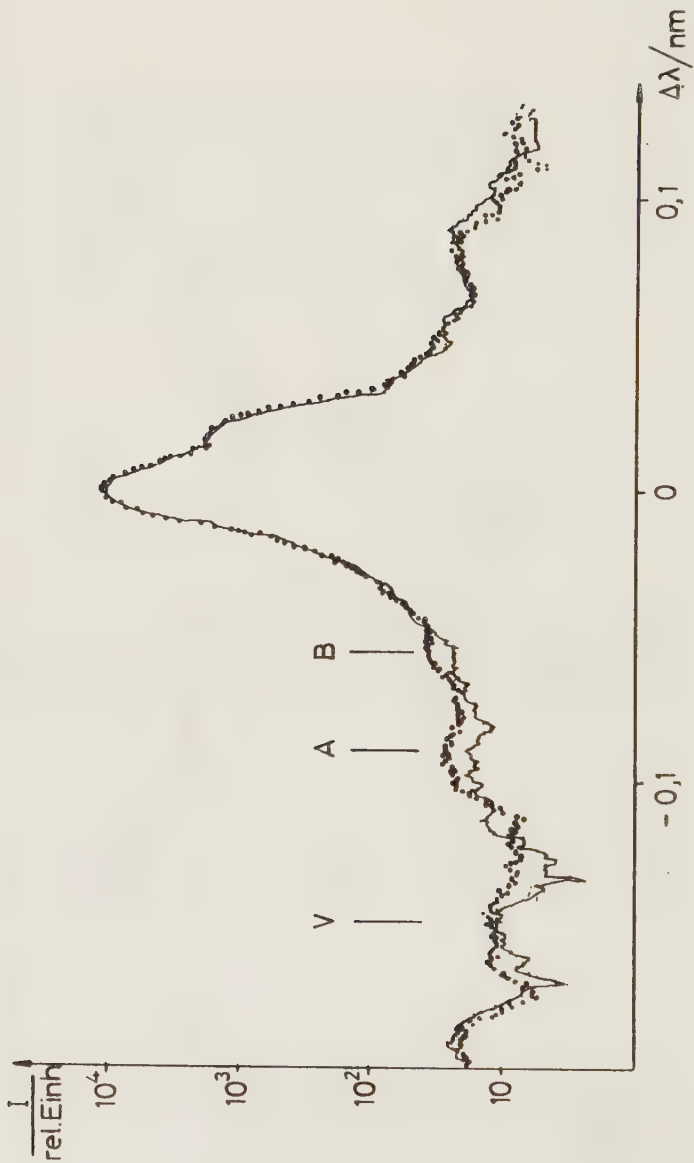


Abb. 4.6 Dieselbe Messung wie in Abb. 4.5, aber normiert auf Spitzenintensität aufgetragen.

Die logarithmische Auftragung der Profile läßt erkennen, daß über den ganzen Wellenlängenbereich das gestörte Profil um einen konstanten Faktor erhöht ist. Dies wird in Abb. 4.6 bestätigt.

Hier sind die Profile der Abb. 4.5 auf die Spitzenintensität normiert aufgetragen. Eine physikalische Begründung für dieses Vorgehen wird im nächsten Kapitel gegeben. Man erkennt, daß sich im Bereich der Linienmitte und in weiten Teilen der Flügel die Profile decken. Erst im fernen Linienflügel werden Unterschiede deutlich. Auf beiden Seiten der verbotenen Komponente weist das Profil mit Strahleinschuß erhöhte Intensitäten auf. Der Nachweis, daß es sich hierbei um Plasmasatelliten handelt, wird in Kapitel 6. gegeben, ebenso, wie die in Abb. 4.5 mit A und B gekennzeichneten Strukturen als Störlinien identifiziert werden.

Einen ersten Hinweis, daß diese Interpretation richtig ist, gibt eine andere Messung, bei der keine Turbulenz angeregt ist (Abb. 4.7). Dafür wurden die Magnetlinsen verstellt, so daß der Elektronenstrahl diffus und mit wesentlich geringerer Dichte in das Plasma gelangt, ohne daß das Mikrowellensignal als Monitor eine Instabilität anzeigt. Auch die optischen Messungen geben keine Hinweise auf eine Turbulenz: Weder ist eine Überhöhung des Signals mit Strahleinschuß zu beobachten, noch erscheinen symmetrisch um die verbotene Komponente Strukturen. Lediglich an den Stellen der mutmaßlichen Störlinien sind erhöhte Intensitäten im Profil mit Strahl festzustellen.

Für eine eindeutige Interpretation der Profile muß



Abb. 4.7 Messung eines Linienprofils ohne Instabilität

der Vergleich mehrerer Messungen bei unterschiedlichen Dichten erfolgen. Zunächst allerdings soll eine Diskussion der Linienintensitätserhöhung erfolgen, um nachzuweisen, daß die für die weitere Auswertung wichtige Normierung der Linienprofile sinnvoll ist.

5. Instabilitätsnachweis durch Beobachtung von Linienintensitätsüberhöhungen

5.1. Erhöhung elastischer Stoßraten durch hochfrequente elektrische Felder

Während der Nachweis hochfrequenter elektrischer Felder durch Plasmasatelliten auf einem atomphysikalischen Effekt beruht, behandelt dieser Abschnitt eine Methode, die von plasmaphysikalischen Überlegungen ausgeht (Moisan (1980)). Die Absorption von HF-Leistung erhöht hierbei die Stoßanregungsfrequenz der Plasmaelektronen und kann als Erhöhung der Linienintensität beobachtet werden. Die Grundlagen dieser Methode, mit der Himmel und Kamp (1985) orts aufgelöst HF-Absorption messen konnten, sollen im folgenden kurz dargestellt werden.

Eine Leistungsbilanz für die Plasmaelektronen verlangt, daß die absorbierte Leistung pro Elektron N_{abs} gleich der Summe der Verlustleistungen sein soll:

$$N_{\text{abs}} = \nu_i E_i + \sum \nu_{kl} E_{kl} + 3 \frac{m}{M} \nu_c k T_e + \frac{3}{2} k T_e \frac{1}{\tau_D} \quad (5.1)$$

Dabei bedeuten die ersten Terme inelastische Verluste durch Ionisation und Stoßanregung (ν_i , ν_{kl} : Ionisations- bzw. Anregungsfrequenz; E_i , E_{kl} : Ionisations- bzw. Anregungsenergie), der dritte Term beschreibt elastische Stöße (m , M : Elektronen- bzw. Ionenmasse; ν_c : Elektronenstoßfrequenz für elastische Stöße) und der letzte Leistungstransport durch Diffusion. τ_D ist dabei die

charakteristische Diffusionszeit. Im vorliegenden Fall ist diese größer als die typische Meßdauer und kann vernachlässigt werden (siehe Kap. 5.2).

Die ersten beiden Terme weisen ein stark energieabhängiges Verhalten auf, was in dem Schwellwertverhalten der inelastischen Stoßquerschnitte begründet ist. Für Elektronentemperaturen unterhalb des Schwellwerts dominiert Wärmeleitung und die Elektronentemperatur steigt, bis bei Erreichen des Schwellwerts die Anregungs- und Ionisationsquerschnitte stark ansteigen und die Verlustprozesse bestimmen.

Diese Tatsache führt dazu, daß oberhalb des Schwellwerts bei Verdopplung der angebotenen Leistung die Temperatur nur um 17% steigt, Stoß- und Ionisationsfrequenzen aber um 75% (Himmel u. Kamp (1985)). Da das Verhältnis ν_i/ν_{1r} dabei innerhalb von 4% konstant bleibt (ν_{1r} : Stoßfrequenz für Anregung $1 \rightarrow r$), geben Moisan et al. (1980) die Proportionalität an:

$$N_{\text{abs}} \propto \nu_i, \quad \nu_{kl} \quad (5.2)$$

Mit dem Ausdruck für die absorbierte Leistung pro Elektron (Brown (1966)):

$$N_{\text{abs}} = \frac{e^2}{m} \frac{\nu_c E_o^2}{\nu_c^2 + \omega^2} \quad (5.3)$$

ergibt sich eine Relation zwischen den inelastischen

Stoßfrequenzen und dem elektrischen Feld E , das als $E = E_0 \cos \omega t$ angesetzt wird.

Für kleine Dichten läßt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der erhöhten Anregungsrate und der Linienintensität geben. Allgemein ist die Ratengleichung für die Besetzungsdichte n_r des r -ten Energieniveaus:

$$\frac{\partial n_r}{\partial t} = \sum_{k \neq r} n_k v_{kr} - \sum_{k \neq r} n_r A_{kr} \quad (5.4)$$

(A_{kr} : Einsteinkoeffizient für spontane Emission)

Für den stationären Fall gilt dann:

$$n_r = \frac{\sum_j n_j v_{jr}}{\sum_k A_{kr}} \quad (5.5)$$

Mit der zusätzlichen Annahme, daß für kleine Dichten das Korona-Modell anwendbar ist, gehen alle Stoßanregungen vom Grundzustand aus, das heißt: $v_{1r} \gg v_{jr}$, $j \neq 1$. Für die Intensität I_{rp} des Übergangs $r \rightarrow p$ gilt dann:

$$I_{rp} = n_r A_{pr} = \frac{n_e v_{1r}}{\sum_k A_{kr}} A_{pr} \propto n_e v_{1r} \quad (5.6)$$

Im besonderen bewirkt damit ein Anstieg der Stoßfrequenz

δv_{1r} einen Anstieg δI der Intensität.

Mit den Gleichungen (5.2) und (5.3) läßt sich damit eine Proportionalität zwischen dem Linienintensitätsanstieg und der elektrischen Feldstärke angeben:

$$I_{pr} \propto \frac{v_c E_o^2}{\omega^2 + v_c^2} \quad (5.7)$$

Die Stoßfrequenz v_c wird in einem schwach ionisiertem Plasma wie dem hier vorgestellten von Elektron-Neutral-Stößen bestimmt: $v_{ee} \approx 70 \text{ MHz} \ll v_{en} \approx 600 \text{ MHz}$ (v_{ee} , v_{en} sind die Stoßfrequenzen für elastische Elektron-Elektron respektive Elektron-Neutral-Stöße). Sie ist nahezu konstant, da der Stoßquerschnitt weitgehend energieunabhängig ist (Drawin (1967)). Da v_c klein ist gegen typische Plasmafrequenzen ($\omega \approx 2\pi \cdot 35 \text{ GHz}$), gilt dann für die Linienintensität:

$$\delta I \propto \frac{E^2}{\omega^2} \quad (5.8)$$

5.2. Diskussion der Gültigkeit des Modells

Für die Gültigkeit des beschriebenen Modells müssen einige Annahmen erfüllt sein, die im folgenden kurz diskutiert werden sollen.

- Vernachlässigung der Transportterme in der Bilanz-

gleichung (5.1)

Für die charakteristische Diffusionszeit τ_D gilt $\tau_D = \Lambda^2 / D_a$ wobei Λ eine charakteristische Diffusionslänge ist (Gefäßradius) und D_a der ambipolare Diffusionskoeffizient. Für den Fall $T_e \gg T_i$ läßt sich D_a bestimmen zu $D_a \approx (kT_e) / (M_i v_{in})$. (M_i : Ionenmasse; v_{in} : Ionen-Neutrale-Stoßfrequenz) Mit den Experimentwerten ergibt sich $\tau \approx 9 \mu s$. Diese Zeit ist groß gegen die Dauer einer Messung von ca. $2 \mu s$. Wegen des Massenverhältnisses m_e / M_i kann auch der die elastischen Stöße mit den schweren Teilchen beschreibende Term vernachlässigt werden.

- Stationarität

Ein Nachweis, daß $\frac{\partial n_r}{\partial t} = 0$ in Gleichung (5.4) gilt,

kann experimentell gegeben werden, indem man zeigt, daß die Intensität eines Übergangs $I_{pr} = n_r A_{pr}$ (A_{pr} : Einsteinkoeffizient) konstant bleibt.

-Koronagleichgewicht

Bei Dichten von mehr als $10^{19} m^{-3}$ kann das Koronagleichgewicht nicht mehr vorbehaltlos als gültig angesetzt werden. Für die Annahme, daß Anregungsstöße in den r -ten Zustand nur aus dem Grundzustand erfolgen, genügt aber, daß die Anregungsrate für die Zustände $p < r$ deutlich kleiner sind als die Summe der Raten für spontane Emission (McWhirter (1965)). Bei der Wahl eines genügend kleinen r gilt dieser Sachverhalt aber noch bei deutlich größeren Dichten, so daß die Ungleichung $v_{1r} \gg v_{jr}$ erfüllt bleibt. Auf einen exakten Beweis wird angesichts der Unsicherheit, mit

der die Anregungsraten bekannt sind, verzichtet. Ohnehin kann ein zwingender Beweis, daß das in Kapitel 5.1. beschriebene Modell für die vorhandenen Plasmabedingungen günstig ist, nur durch eine experimentelle Bestätigung erfolgen. Die folgenden Messungen sollen diese Bestätigung geben.

5.3. Messung des zeitlichen Verlaufs der Intensitätsüberhöhung

Der erste Punkt dieser Messungen soll sich dem Nachweis der in Kapitel 5.2. geforderten Stationarität widmen. Hierfür werden die Messungen für verschiedene Zeitpunkte Δt , bezogen auf den Strahleinschuß, durchgeführt. Das Verhältnis I/I_0 der Intensitäten mit und ohne Strahleinschuß zu den jeweiligen Zeitpunkten ist in Abb. 5.1 aufgetragen.

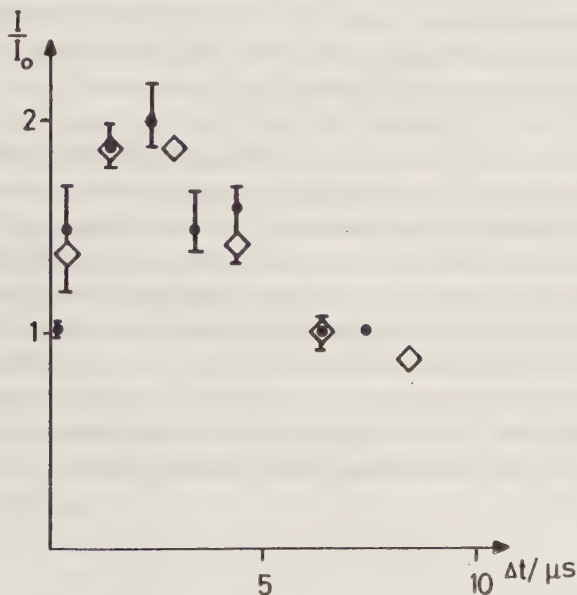


Abb. 5.1 Zeitliche Entwicklung der Intensitätsüberhöhung. Aufgetragen ist das Ergebnis zweier Messungen unter gleichen experimentellen Bedingungen.

Man erkennt, daß etwa $0,5 \mu\text{s}$ nach Strahleinschuß das Verhältnis I/I_0 stark ansteigt, wobei der wahre Verlauf des Anstiegs noch steiler sein kann: bei der Bestimmung der Anstiegsflanke muß die Meßdauer von 1 bzw. $1,5 \mu\text{s}$ berücksichtigt werden.

Bei $\Delta t = 1,5 \mu\text{s}$ erreicht die Intensitätsüberhöhung einen Maximalwert, der bis $\Delta t = 3,5 \mu\text{s}$ besteht, bevor die Überhöhung wieder abnimmt. Ab $\Delta t > 6 \mu\text{s}$ ist kein Unterschied mehr zwischen den Spitzenintensitäten mit und ohne Strahleinschuß zu beobachten.

Um bei der Bestimmung der maximalen Intensitätsüberhöhung nicht Verfälschungen durch die Anstiegs- oder Abfallflanke zu erhalten, muß die Meßzeit kleiner als $2 \mu\text{s}$ sein. Unter dieser Voraussetzung ist die Linienintensität im Maximum der Überhöhung konstant und weist die Stationarität der Besetzungsdichte des 4^3D Zustands nach. Wenn in den folgenden Kapiteln Werte für die Intensitätserhöhung I/I_0 angegeben werden, so ist stets der Maximalwert gemeint, der auf die beschriebene Weise gewonnen wurde.

Bemerkenswert ist der schnelle Abfall der Intensitätsüberhöhung. Nach $6 \mu\text{s}$ hat sich die Beschleunigungsspannung der Elektronenquelle nur unwesentlich verringert, geänderte Einschußbedingungen für den Elektronenstrahl können nicht als Erklärung für diesen raschen Abfall dienen. Wohl aber kann diese Messung als Hinweis auf hochfrequenten Feldstärken dienen, die nach etwa $5 \mu\text{s}$ stark gedämpft sind - in Übereinstimmung mit dem Verhalten der Trapping-Feldstärken, wie sie in Kapitel 2.2. beschrieben wurden. Eine genauere Untersuchung dieses Verhaltens verbietet

sich allerdings, da die Anwendbarkeit des in Kapitel 5.1. vorgestellten Modells nicht mehr gewährleistet ist.

5.4. Messung von I/I_0 in Abhängigkeit von der Feldstärke

In diesem Abschnitt soll die in Gleichung (5.8) beschriebene Proportionalität zwischen I/I_0 und E^2 nachgewiesen werden. Dafür wird der Elektronenstrahl zu einem festen Zeitpunkt (konstante Plasmafrequenz) mit verschiedenen Strahlparametern injiziert. Abb. 5.2 zeigt die daraus resultierende Intensitätsüberhöhung aufgetragen gegen das Quadrat der vorherrschenden Feldstärke. Hierbei wurde E^2 aus den Strahlparametern mit dem Trapping-Modell bestimmt (Gleichung (3.1)). Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist die geforderte Linearität gut nachzuweisen.

5.5. Messung von I/I_0 in Abhängigkeit von der Frequenz

Ein ähnlicher Nachweis wie in Kapitel 5.4. soll auch für die Proportionalität zwischen I/I_0 und $1/\omega^2$ geführt werden. Dazu wird die Intensitätsüberhöhung bei konstanten Strahlparametern zu unterschiedlichen Einschüßzeiten gemessen. Man erwartet allerdings keinen linearen Zusammenhang zwischen I/I_0 und $1/n_e$ ($n_e \propto \omega^2$): Vielmehr muß berücksichtigt werden, daß sich auch die Trappingfeldstärke mit $n_e^{1/6}$ ändert. Daher sollte bei Gültigkeit des in Kapitel 5.1. beschriebenen Modells eine direkte Proportionalität zwischen I/I_0 und $n_e^{-1/3}$ nachzuweisen sein. Abb. 5.3 zeigt, daß dieser Zusammenhang als gesichert gelten kann.

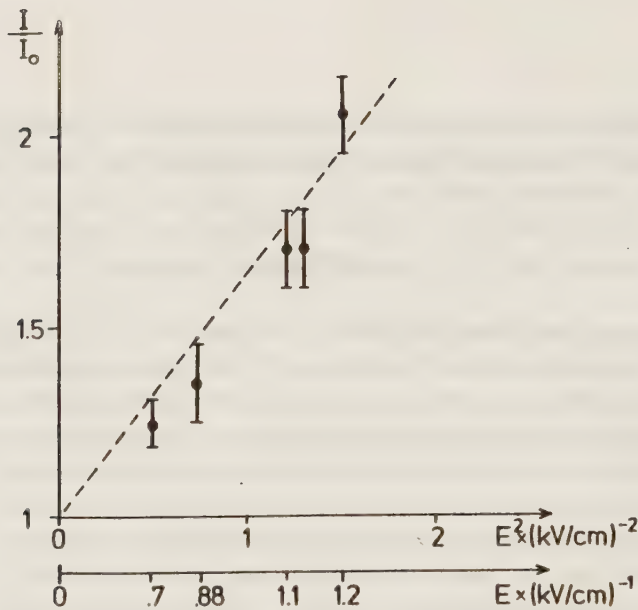


Abb. 5.2 Abhängigkeit der Intensitätsüberhöhung von der Feldstärke des hochfrequenten Feldes

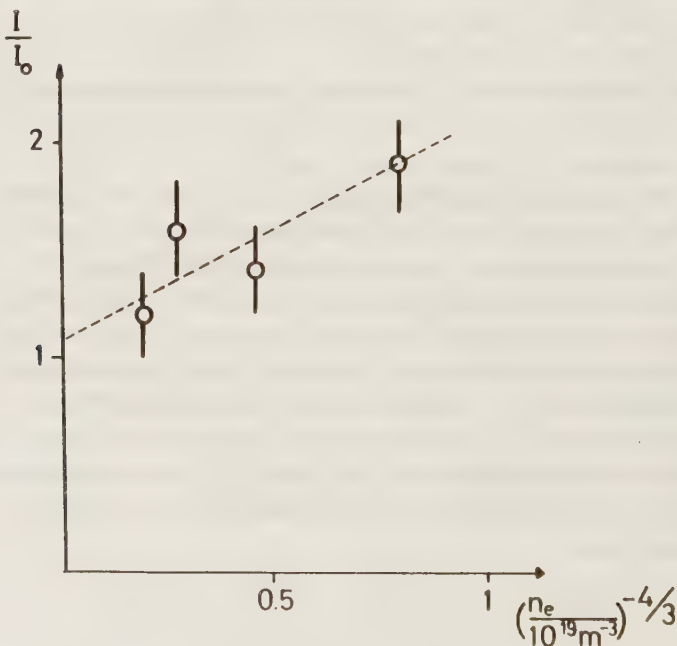


Abb. 5.3 Abhängigkeit der Intensitätsüberhöhung von der Plasmadichte

5.6. Diskussion der Messungen

In diesem Abschnitt soll zunächst erörtert werden, ob die beobachtete Linienintensitätsüberhöhung nicht auch mit einer direkten Stoßanregung durch die Strahlelektronen erklärbar wäre. Eine solche Interpretation deckt sich allerdings nicht mit der Beobachtung, daß die Strahlelektronen länger in das Plasma injiziert werden, als die Intensitätsüberhöhung andauert. Darüberhinaus zeigt eine einfache Abschätzung der freien Weglängen, daß dieser Prozeß nicht den beobachteten Effekt erklären kann: Der Anregungsquerschnitt des 4^3D Niveaus für Elektronenstoß ist bei Energien über 1 keV kleiner als $1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (St. John et al. (1964)). Damit ergibt sich für einen Neutralgasdruck von 30 Pa eine freie Weglänge für Anregungsstöße der Strahlelektronen in der Größenordnung von 100 m, also weit mehr als die Gefäßdimension.

Das in Kapitel 5.1. vorgeschlagene Modell ist daher durch die Messungen bestätigt worden. Dabei konnte erstmalig die Proportionalität zwischen I/I_0 und $1/\omega^2$ nachgewiesen werden. Unter den in Kapitel 5.2. diskutierten Voraussetzungen kann es eine Bereicherung der Diagnostikmethoden darstellen, zeigt es doch Vorteile gegenüber der Diagnostik von elektrischen Feldern mit dem Hochfrequenz-Stark-Effekt. Der erste Vorteil ist, daß auch geringere Feldstärken nachweisbar sind. Abb. 5.2 zeigt noch meßbare Intensitätsüberhöhungen bei Feldstärken von ungefähr $8 \cdot 10^4 \text{ V/m}$ an. Im Vorgriff auf das nächste Kapitel läßt sich schon hier sagen, daß bei diesen Feldstärken die Satellitenintensität in vielen Fällen unter 1‰ der Intensität des erlaubten

Übergangs liegt, damit lassen sich Satelliten nicht mehr aus dem Rauschen auflösen.

Verbunden damit ist die Tatsache, daß für eine Messung von Plasmasatelliten ein spektral aufgelöstes Profil benötigt wird, während man bei der Messung von Intensitätsüberhöhungen mit integralen Linienintensitäten auskommt. Als Konsequenz wird für diese Methode eine wesentlich geringere Anzahl von Entladungen gebraucht und damit werden weniger einschneidende Forderungen an Reproduzierbarkeit und Langzeitstabilität des Experiments gestellt.

Allerdings liefert die Messung von Intensitätsüberhöhungen nur Aussagen über den relativen Verlauf von Feldstärken. Für eine Absolutbestimmung muß die Methode zumindest in einem Punkt mit einer unabhängigen Feldstärkebestimmung kalibriert werden. Eine solche Kalibrierung kann beispielsweise mit Hilfe des Hochfrequenz-Stark-Effekts durchgeführt werden, wie es im folgenden Kapitel beschrieben wird.

6. Bestimmung der Feldstärken aus Plasmasatelliten

Dieses Kapitel behandelt die Absolutbestimmung elektrischer Feldstärken mit dem Hochfrequenz-Stark-Effekt an nichtentarteten Spektrallinien. Von den Theorien, die diesen Effekt beschreiben hat die von Hicks et al.

(1972) den größten Gültigkeitsbereich. Ein Abriß dieser Theorie für den allgemeinen Fall, der auch höhere Feldstärken einschließt, ist beispielsweise von Wiegart (1981) gegeben worden.

An dieser Stelle soll daher eine Beschränkung auf die Anwendung der Theorie des Hochfrequenz-Stark-Effekts für die vorliegenden experimentellen Bedingungen erfolgen, was vor allem die Näherung kleiner Feldstärken und die Vernachlässigung des Zeeman-Effekts ermöglicht. Dabei wird in weiten Teilen der Formalismus von Hicks et al. (1972) benutzt. Der von Autler und Townes (1955) herrührende Ansatz hätte bei den vorliegenden Verhältnissen zu demselben Ergebnis geführt.

6.1. Theoretische Grundlagen

Betrachtet wird ein atomares System mit zwei energetisch eng benachbarten Zuständen $|i\rangle$ und $|j\rangle$, die sich in der Drehimpulsquantenzahl um 1 unterscheiden (Abb. 6.1). Der Übergang zu einem Zustand $|k\rangle$ sei wegen der Drehimpulsauswahlregeln für $|i\rangle$ verboten, für den anderen Zustand erlaubt. In Anwesenheit eines statischen elektrischen Feldes wird durch ein Mischen der Wellenfunktionen dieses Verbot teilweise aufgehoben, ein "ver-

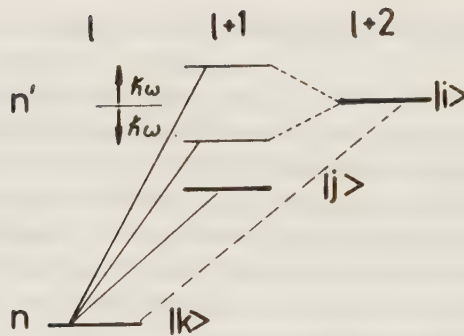


Abb. 6.1 Termschema eines Drei-Zustands-Systems zur Erläuterung des Hochfrequenz-Stark-Effekts. Die Energieabstände sind nicht maßstabsgerecht.

botener" Übergang $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$ ist zu beobachten, der seine Lage im Spektrum mit dem Quadrat der statischen Feldstärke ändert.

In Anwesenheit eines hochfrequenten elektrischen Feldes kann dieses Verbot ebenfalls aufgehoben werden, indem ein Elektron im Zustand $|i\rangle$ in Wechselwirkung (stimulierte Emission oder Absorption eines Feldquants) mit dem Feld seine Drehimpulsquantenzahl um 1 ändert und von diesem virtuellen Zustand aus einen Übergang nach $|k\rangle$ macht. Im Spektrum erscheint hier nicht eine verbotene Komponente, sondern zwei Strukturen symmetrisch zu ihr in einem Wellenlängenabstand, der der Frequenz des elektrischen Feldes entspricht, die als "Satelliten" bezeichnet werden.

Ausgangspunkt für eine quantitative Beschreibung des Effekts ist die Schrödingergleichung für ein Atom in einem periodischen Störfeld $E_z \cos \omega t$:

$$i\hbar |\dot{\psi}\rangle = (H_0 + H_1) |\psi\rangle \quad (6.1)$$

Hierbei ist H_0 der Hamiltonoperator des ungestörten Problems, er hat die Eigenfunktion $|U_j\rangle$ und die Eigenwerte ω_j :

$$H_0 |U_j\rangle = \hbar \omega_j |U_j\rangle \quad (6.2)$$

H_1 ist die Hamiltonfunktion der Störung durch das elektrische Feld:

$$H_1(\vec{r}, t) = \vec{d} \cdot \vec{E}(t) = \vec{d} \cdot \vec{E}_z \cos \omega t = H(\vec{r}) \exp(i\omega t) + H(\vec{r}) \exp(-i\omega t)$$

$$H(\vec{r}) = \frac{1}{2} E_z e z$$

Die Wellenfunktionen $|\psi\rangle$ des gestörten Systems werden nach denen des ungestörten entwickelt:

$$|\psi(\vec{r}, t)\rangle = \sum_n^{\infty} T_n(t) |U_n(\vec{r})\rangle \quad (6.3)$$

Für eine mathematisch exakte Lösung muß die Summe alle N Eigenfunktionen erfassen, hinreichend genau wird sie allerdings schon bei der Erfassung energetisch eng benachbarter Niveaus, wenn die anderen wesentlich weiter entfernt sind.

Die Reihenentwicklung (6.3) wird sodann in die Schrödingergleichung eingesetzt:

$$i\hbar \sum |U_j\rangle \dot{T}_j = \sum (H_0 + H_1) |U_j\rangle T_j$$

Bei einer Multiplikation von links mit $\langle U_i |$ lassen sich die Orthonormalitätsrelationen für die $|U_j\rangle$ ausnutzen, man erhält ein System gekoppelter Differentialgleichungen für die zeitabhängigen Koeffizienten der Reihenentwicklung:

$$i\hbar \dot{T}_i = \hbar \omega_i T_i + \sum_j \beta_{ij} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) T_j \quad (6.4)$$

wobei die β_{ij} die Matricelemente der Wellenfunktionen des ungestörten Systems für den Ortsanteil der Störung sind:

$$\beta_{ij} = \langle i | H_1(r) | j \rangle = \frac{1}{2} e E_z \langle i | z | j \rangle \quad (6.5)$$

Eine Differentialgleichung wie (6.4) hat nach dem Satz von Floquet (Margenau u. Murphy (1965)) eine Lösung der Form $T = c \exp(-i\lambda t) \cdot P(\omega t)$, wobei P eine in ω periodische Funktion, λ und c Konstanten sind. Mit einer Fourierentwicklung für P ergibt sich:

$$T_i = e^{-i\lambda t} \sum_{s=-\infty}^{\infty} C_{is} e^{-is\omega t} \quad (6.6)$$

Das Einsetzen dieses Ausdrucks in (6.4) ergibt eine Gleichung, in der auf beiden Seiten Potenzen von $e^{-i\omega t}$ erscheinen. Da die Gleichung für alle Zeiten gilt, müssen die Koeffizienten der entsprechenden Potenzen gleich sein. Dies ergibt einen Satz von Gleichungen für die Unbekannten C_{is} und λ

$$\hbar(\omega_j - s\omega - \lambda) C_{js} + \sum_{j'} \beta_{jj'} (C_{j',s+1} + C_{j',s-1}) = 0 \quad (6.7)$$

$$j = 1, \dots, N; s = -\infty, \dots, +\infty$$

Damit ist die Schrödingergleichung auf ein unendliches lineares Gleichungssystem zurückgeführt. Um es zu lösen, wird man nur eine endliche Anzahl von Gleichungen berücksichtigen können. Für eine sinnvolle Auswahl ist es nützlich, sich den physikalischen Hintergrund des Formalismus zu verdeutlichen.

Entsprechend dem oben beschriebenen Bild, bei dem der Übergang $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$ in einem Zweiquantenprozeß erfolgte, wird jetzt auch berücksichtigt, daß Mehrquantenprozesse in einem hinreichend starken hochfrequenten Feld möglich werden. Auch dabei muß für den Gesamtübergang die Drehimpulsauswahlregel erfüllt sein, so daß im Spektrum im Abstand $(2s+1)\omega$ (s ganzzahlig) von der verbotenen Komponente Satelliten höherer Ordnung erscheinen. Die Intensität dieser Satelliten wird durch die C_{ij} in Gleichung (6.7) bestimmt. Diese liefern auch Satelliten zur Hauptlinie, die - wiederum wegen der Drehimpulsauswahlregel - einen Abstand $2s\omega$ haben. Zusätzlich werden die einzelnen Niveaus eine Energieverschiebung λ erfahren, wie man am besten an Gleichung (6.6) erkennt.

Wenn bei hohen Feldstärken diese Verschiebung für die einzelnen Subniveaus mit unterschiedlicher magnetischer Quantenzahl nicht mehr gleich groß ist, ergibt sich ein sehr kompliziertes Spektrum, dessen eindeutige Identifikation und Erklärung nur sehr schwer möglich sein wird. Beispiele hierfür (in einem rein atomphysikalischen Fall, ohne weitere plasmaphysikalische Stör- und Verbreiterungseffekte) sind in der Arbeit von Rebhahn (1982) gegeben.

Die vorliegenden experimentellen Verhältnisse erlauben allerdings Vereinfachungen, die das System und das resultierende Spektrum nicht so kompliziert erscheinen lassen. Da die Wahrscheinlichkeit für Mehrquantenübergänge mit der Energiedichte des elektrischen Feldes zunimmt, ist für kleine Feldstärken die Beschränkung auf Satelliten erster Ordnung um die verbotene Komponente gerechtfertigt, das heißt im Gleichungssystem (6.7) die Beschränkung auf $|s| \leq 1$ mit $C_{js} = 0$ für $|s| > 1$.

Weiterhin ist es bei der beobachteten Linie $4^3D, 4^3F \rightarrow 2^3P$ möglich, bei der Summe über alle Niveaus nur das 4^3D und das 4^3F Niveau zu berücksichtigen, da diese sehr eng benachbarten Zustände von keinem weiteren gestört werden (die Energiedifferenz zwischen 4^3D und 4^3F beträgt $8,7 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ gegenüber $2,8 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ zum nächsten Nachbarn (Martin (1960))).

Das damit entstandene System von 6 linearen Gleichungen kann als Eigenwertproblem formuliert werden: $\underline{\tilde{X}} \cdot \tilde{D} = \lambda \tilde{D}$. $\tilde{D}$ ist dabei ein aus den C_{ij} gebildeter Spaltenvektor und $\underline{\tilde{X}}$ eine 6×6 Matrix, die gemäß Gleichung (6.7) aus den β_{ij} gebildet wird. Unter Annahme kleiner Felder (Ausdrücke in β^2 können vernachlässigt werden) kann diese Koeffizientenmatrix diagonalisiert werden und damit lassen sich die C_{js} sowie die λ für die Komponente i bestimmen:

$$C_{js}^i = \delta_{so} \delta_{ij} + \frac{\delta_{s1} \beta_{ji}}{(\omega_{ij} + \omega)} + \frac{\delta_{s,-1} \beta_{ij}}{(\omega_{ij} - \omega)} \quad (6.8)$$

$$\lambda_i = \omega_i + \sum_j \frac{2\beta_{ij}^2 \omega_{ij}}{\omega_{ij}^2 - \omega^2}$$

Hier ist δ_{mn} das Kroneckersymbol und $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$

Die relative Intensität S der Satelliten, das heißt des Übergangs $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$, bezogen auf die Intensität der erlaubten Linie ist:

$$S(\theta) = \frac{N_i}{N_j} \frac{dA_k^i}{dA_k^j} \frac{\omega_{ik}}{\omega_{jk}} \quad (6.9)$$

wobei N_i und N_j die Besetzungsdichte der Zustände $|i\rangle$ und $|j\rangle$ ist und dA_k^i bzw. dA_k^j die differentielle Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emissionen des verbotenen bzw. erlaubten Übergang pro Sekunde und Raumwinkeleinheit. Wegen der Winkelabhängigkeit von dA_k^i ist auch S im allgemeinen vom Beobachtungswinkel θ abhängig. ω_{ik} und ω_{jk} sind die Frequenzen der Übergänge, für sie gilt: $\omega_{ik} \approx \omega_{jk}$. Für Elektronentemperaturen, die groß sind gegenüber dem Energieabstand $\hbar\omega_{ij}$ zwischen $|i\rangle$ und $|j\rangle$, verhalten sich die Besetzungsdichten wie die statistischen Gewichte der einzelnen Zustände:

$$S(\theta) = \frac{f_i dA_k^i}{g_j dA_k^j} \quad (6.10)$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeit dA_k^j der erlaubten Komponente gilt (siehe z. B. Heitler (1954)):

$$dA_k^j = \frac{e^2}{2\pi\hbar c^3} \omega_{jk} \langle U_j | \vec{r} \cdot \hat{e} | U_k \rangle^2 \quad (6.11)$$

wobei $\hat{e}$ der Einheitsvektor in Richtung der Polarisationsachse des emittierten Photons ist.

Hicks et al. (1972) geben einen Ausdruck für die Übergangswahrscheinlichkeit der verbotenen Komponente dA_k^i an, indem sie die Matrixelemente des Teilchen-Strahlungsfeld-Wechselwirkungsoperators nach den ungestörten Zustandsfunktionen entwickeln:

$$dA_k^i = \frac{e^2}{2\pi\hbar c^3} \int d\omega_\gamma \sum_j \delta(\omega_k - \omega_\gamma - \lambda_i - s\omega) \sum \omega_{jk}^2 \xi_{jk}^2 C_{js}^2 \quad (6.12)$$

Die Ausdrücke ξ_{jk} sind definiert als $\xi_{jk} \equiv \langle U_j | \vec{r} \cdot \hat{e} | U_k \rangle$ entsprechend der Gleichung (6.11) und beschreiben die Abhängigkeit der Satellitenintensitäten vom Winkel, unter dem beobachtet wird und der dabei benutzten Polarisationssebene. Im Vergleich zu Gleichung A7 der Arbeit von Hicks et al. ist in Gleichung (6.12) die Näherung kleiner, linear polarisierter Felder benutzt worden, um Terme $\propto \xi_{jk} \xi_{j'k}^*$ zu eliminieren.

Mit den Lösungen aus Gleichung (6.8) kann dann $S(\theta)$ bestimmt werden. Für die Berechnung der Matrixelemente β_{ij} und ξ_{ij} werden Wasserstoffwellenfunktionen benutzt (Bethe und Salpeter (1957)). Es ergibt sich für den Fall unpolarisierter Beobachtung (Cooper und Ringler (1969)):

$$S_{\pm}(\theta) = \frac{1}{10} \frac{ea_0^2}{\hbar^2} \frac{E^2}{(\omega_{ij} \pm \omega)^2} R_{11'} (\sin^2\theta + \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta)) \quad (6.13)$$

Hierbei ist a_0 der Bohrsche Radius und $R_{11'}$ ein dimensionsloser Ausdruck des Radialintegrals:

$$R_{11'} = \frac{\max(l, l')}{2l-1} \frac{1}{a_0^2} \int dr R_{n'l'}(r) R_{nl}(\tilde{r}) r^3, \text{ mit den}$$

Radialeigenfunktionen $R_{nl}(r)$; R_{11} , liegt tabelliert vor (Landolt-Börnstein (1950)). Der Beobachtungswinkel θ wird auf die Polarisationsrichtung des elektrischen Feldes bezogen. Im Experiment liegt diese für die angeregten Langmuir-Wellen in z-Richtung.

Für den Sonderfall $\theta = 90^\circ$ ergibt sich dann ein Wert für $S_{\pm}$, der nur unwesentlich von dem Wert abweicht, den Baranger und Mozer (1961) für isotrop verteilte Felder angegeben haben. Für diesen Fall gilt:

$$S_{\pm} = \frac{e^2 a_0}{6\hbar^2} \frac{E^2}{(\omega_{ij} \pm \omega)^2} R_{11}, \quad (6.14)$$

Das doppelte Vorzeichen im Nenner von Gleichung (6.13) und (6.14) ist danach auszuwählen, ob man sich auf den Satelliten bei $\omega_{ij} - \omega$ oder bei $\omega_{ij} + \omega$ bezieht. Sie werden auch wegen ihrer Lage zur erlaubten Linie als naher und ferner Satellit bezeichnet.

6.2. Gültigkeit der Theorie

Die Gültigkeit der benutzten Vereinfachungen läßt sich auf verschiedene Art nachweisen. Die übliche numerische Methode ist es, das Gleichungssystem (6.7) für größere Werte $|s|$ aufzustellen und das Eigenwertproblem numerisch zu lösen. Wenn die daraus resultierende Lösung sich nicht von der unterscheidet, bei der für kleinere Werte von $|s|$ das System abgeschlossen wurde, so war dieses Abschneiden berechtigt. Hicks et al. (1972) bemerken für eine Frequenz des elektrischen Feldes von 35 GHz und einer effektiven Feldstärke von $3,5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ keine

wesentlichen Unterschiede zwischen den Ergebnissen nach Baranger und Mozer (1961) und einer Rechnung, die 18 Satelliten berücksichtigt. Sie untersuchten dabei den Singulett-Übergang $4^1D, 4^1F \rightarrow 2^1P$ bei 492 nm, der weitgehend gleiche Verhältnisse wie der Triplett-Übergang aufweist.

Ein ähnliches Ergebnis liefert der Vergleich der Störungsrechnung zweiter Ordnung, die hier vorgestellt wurde, mit Störungsrechnungen, die auch die vierte Ordnung berücksichtigen (Kunze et al. (1969); Griem (1974)): Bei den Frequenzen, die im Experiment vorkommen, treten Abweichungen zwischen den Rechnungen erst für Feldstärken $> 2 \cdot 10^5$ V/m auf (Andrzejewski (1980)).

Rebhahn (1982) gibt als Gültigkeitskriterium für die Annahme kleiner Feldstärken an, daß die Verschiebung der Niveaus aufgrund des hochfrequenten Feldes klein sein muß gegen den Abstand zwischen erlaubter und verbotener Komponente:

$$\Delta\omega \ll \omega_{ij} \quad (6.15)$$

Mit den Gleichungen (6.8) läßt sich diese Bedingung umschreiben in:

$$E^2 \ll \frac{\hbar^2}{ea_0^2} \frac{6}{R_{11}}, (\omega_{ij}^2 - \omega^2) \frac{\omega}{2\omega_{ij}} \quad (6.16)$$

Für die im Experiment vorliegenden Verhältnisse ($\omega_{ij} = 1,04 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\omega = 2\pi \cdot 35 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$) bedeutet dies:

$$E^2 \ll 7 \cdot 10^{11} \left(\frac{\text{kV}}{\text{m}} \right)^2 \quad (6.17)$$

Dies ist bei den erwarteten Feldstärken von $1 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ gewährleistet. Solche Feldstärken bewirken nach Gleichung (6.8) eine Verschiebung von $\Delta\omega \approx 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, die mit den vorliegenden Methoden nicht meßbar sind.

Eine weitere Annahme, die wesentlich einschneidendere Folgen haben kann, ist die, daß das elektrische Feld sehr schmalbandig, im Extremfall monochromatisch, sein soll, damit Gleichung (6.6) gilt. Diese Forderung kann bei in einem Plasma erzeugten Feldern nicht streng erfüllt sein, auch wenn der Nachweis, daß das Einzelwellenmodell gilt, eine extreme Breitbandigkeit der Instabilität ausschließt. Für diesen Fall hat Griem (1974) gezeigt, daß für die Satellitenstärke Gleichung (6.14) Gültigkeit behält, wenn die spektrale Dichte $U(\omega)$ des elektrischen Feldes die Näherung $\omega_{ij} \pm \omega \approx \text{const}$ zuläßt.

6.3. Verunreinigungslinien

Störlinien durch Verunreinigungen stellen ein Problem dar, das bei spektroskopischen Messungen von Strukturen geringer Intensität immer wieder auftaucht. Wegen seiner großen Bedeutung - 1981 noch vermutete Drawin, daß alle bis dahin gemessenen Plasmasatelliten in Wirklichkeit Störlinien sind (Drawin (1981)) - soll es vor der Interpretation der Messungen diskutiert werden.

Die in den meisten Fällen besonders unangenehmen Moleküllinien sollten in diesem Experiment keine bedeutende Rolle spielen. He_2 -Linien (Drawin u. Ramette (1978)) sind im gewählten Druckbereich in einer gleichen experimentellen Anordnung von Pinnekamp (1979) ausgeschlossen worden. Von den möglichen H_2 -Übergängen führen die nicht zu Fehlinterpretationen, die in Entladungen mit und ohne Strahleinschuß registriert werden, da die Möglichkeit besteht, beide Profile miteinander zu vergleichen und ein Differenzprofil zu bestimmen. Eine höhere Anregungsrate der Moleküle im Falle eines Strahleinschusses erscheint aber weniger wahrscheinlich, da eine Energiezufuhr in das Plasma durch den Strahl zu einer erhöhten Dissoziation führen sollte.

Das Auftreten von zusätzlichen atomaren Störlinien wird durch den Strahleinschuß allerdings begünstigt, da ein Herauslösen von Wand- und Elektrodenmaterial durch hochenergetische Strahlelektronen unvermeidlich ist. Eine Identifikation solcher Störlinien wird durch die wegen der Strahlenergie ermöglichten hohen Ionisierungsstufen erschwert, für die eine vollständige Tabellierung nicht vorliegt. Dadurch entfällt die Möglichkeit, eine Struktur im Linienflügel durch Elimination aller denkbaren Verunreinigungslinien als Satellit zu identifizieren.

Ein eindeutiger Nachweis kann vielmehr nur erfolgen, wenn die als Satelliten zu identifizierenden Strukturen paarweise um die verbotene Komponente erscheinen, und wenn ihr Frequenzabstand von der verbotenen Komponente der mit unabhängigen Mitteln bestimmten Plasma-

frequenz entspricht. Dieses Kriterium muß, um zufällige Übereinstimmungen auszuschließen, für verschiedene Plasmafrequenzen erfüllt sein.

6.4. Experimenteller Nachweis von Plasmasatelliten

Die Überlegungen in Abschnitt 6.1. lassen erwarten, daß die zu messenden Plasmasatelliten im besten Falle eine Intensität erreichen, die einige Tausendstel der Hauptlinienintensität ausmacht. Sie werden nur dann einen signifikanten Beitrag zum Linienprofil leisten, wenn ihre Intensität größer ist als der statistische Fehler des ungestörten Profils:

$$\sqrt{I_0}(\bar{\lambda}) < S_{\pm} \cdot I_0(\lambda_0) \quad (6.18)$$

wobei λ und λ_0 Wellenlängen im Linienflügel und der Linienmitte sind, und I_0 die Intensität des ungestörten Profils. Wegen der statistischen Unabhängigkeit der einzelnen Zählraten wurde eine Poissonverteilung der Meßwerte mit einem Fehler $\sqrt{I_0}$ angesetzt. Aufgrund der Kleinheit von $S_{\pm}$ wird diese Relation lediglich im Linienflügel erfüllt. Nur in diesem Bereich ist die Bestimmung eines Differenzprofils $I - I_0$ sinnvoll, da ansonsten die Intensitätsdifferenzen geringer als ihre Fehler sind.

Abb. 6.2 zeigt vier Differenzprofile in der Umgebung der verbotenen Komponente für einen Wellenlängenbereich, in dem Relation (6.18) gilt, wenn man $S_{\pm}$ nach Gleichung (6.14) bestimmt. Sie werden zu einem Zeit-

punkt Δt relativ zum Strahleinschuß gemessen, an dem die Linienintensitätsüberhöhung I/I_0 maximal ist ($\Delta t = 1,5 \mu s$, siehe Kap. 5.3.) Eine Verschiebung zwischen den Linien mit und ohne Strahleinschuß läßt sich nicht feststellen. Die Beobachtungsdauer t von $1 - 1,5 \mu s$ wurde so gewählt, daß sie etwas kürzer war als die beobachtete Stationarität der Linienüberhöhung. Eine weitere Verringerung von t ist wegen der dann auftretenden Intensitätsprobleme nicht möglich.

Aufgrund der Intensitätsüberhöhung wurden die Profile vor der Differenzbildung auf gleiche Spitzenintensität normiert. Die zu den Messungen gehörenden Strahleinschußzeiten T liegen zwischen $T = 100 \mu s$ und $T = 180 \mu s$ mit Elektronendichten zwischen $3,8 \cdot 10^9 m^{-3}$ und $0,8 \cdot 10^{19} m^{-3}$. Die entsprechenden, durch Sondenmessungen bestimmten Wellenlängenabstände der Plasmafrequenz von der verbotenen Komponente sind in der Abbildung durch Pfeile markiert.

Man erkennt deutlich Strukturen, die mit der Plasmafrequenz ihre Position im Spektrum ändern. Da es möglich ist, diese Strukturen eindeutig den unabhängig bestimmten Dichtewerten zuzuordnen, werden sie als Plasmasatelliten identifiziert.

In allen vier Profilen erscheint bei einer festen Wellenlänge (447,06 nm) eine weitere Struktur unabhängig von der Elektronendichte, in Abb. 6.2 durch eine gestrichelte Linie markiert. In Abb. 4.6 wurde diese Struktur mit A gekennzeichnet. In gleicher Weise erscheint in allen Profilen eine Struktur bei 447,1 nm,

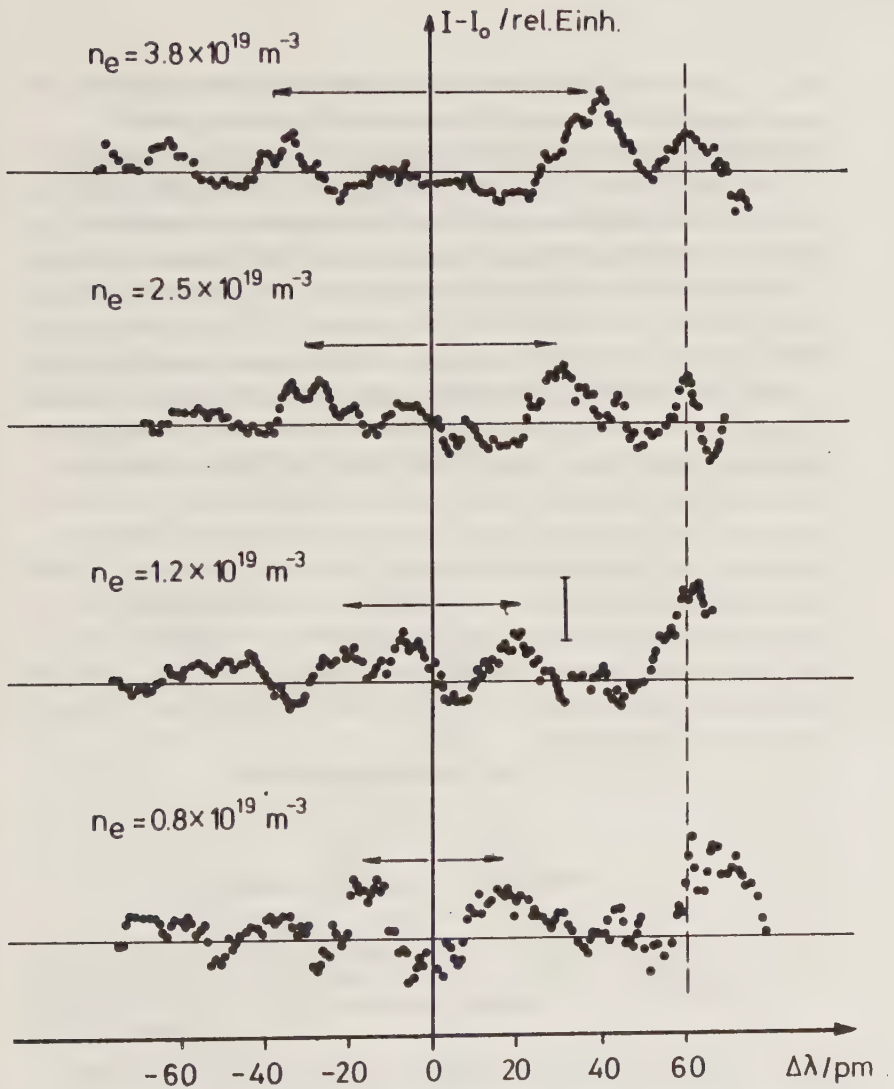


Abb. 6.2 Differenzprofile um die verbotene Komponente für vier verschiedene Messungen mit Instabilitätsanregung

die in Abb. 4.6 mit B gekennzeichnet wurde. Wegen der oben angeführten Intensitätsbetrachtung wurde diese Struktur im Differenzprofil nicht aufgetragen. Harrison (1969) gibt für 447,065 nm und 447,105 nm Übergänge von Wolfram bzw. Molybdän an. Da beide Metalle im Quellaufbau Verwendung finden, können die Störlinien mit einiger Sicherheit diesen Elementen zugeordnet werden.

Gleichung (6.14) läßt erkennen, daß der nahe Satellit S_- stets eine größere Intensität aufweisen muß als der ferne. Dieser Sachverhalt wird von den in Abb. 6.2 dargestellten Messungen bestätigt. Eine Auswertung der Satellitenintensitäten mit Gleichung (6.14) liefert Feldstärken zwischen $0,85 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ und $1,4 \cdot 10^5 \text{ V/m}$. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit Trappingfeldstärken, die nach Gleichung (3.1) bestimmt werden. Wie gut die Meßwerte korrespondieren, zeigt eine Aufstellung der Feldstärken, wie sie aus Abb. 6.2 mit dem Hochfrequenz-Stark-Effekt bestimmt werden, und der zugehörigen Trappingfeldstärken. Diese Aufstellung ist in Tabelle (6.1) gegeben:

$E/(10^5 \text{ V/m})$ bestimmt aus:

S_+	S_-	E_{tr}
1,4	1,0	1,2
1,2	0,9	1,1
1,0	1,0	1,1
1,1	0,85	1,0

Tabelle (6.1)

Bei der Bestimmung der relativen Intensitäten wurden die Maximalintensitäten von erlaubter Linie und verbotener Komponente miteinander verglichen. Da in den Überlegungen von Kapitel 6.1. Linienverbreiterungen keine Rolle spielen (alle Linienprofile werden als δ -Funktionen beschrieben), wäre

der Vergleich der integralen Intensitäten korrekt.

Wegen der großen Intensitätsunterschiede zwischen Satellit und erlaubter Linie treten dann aber bei der Bestimmung der integralen Satellitenintensitäten große Fehler auf: Bereits bei der Halbwertsbreite ist der statistische Fehler des Satellitenprofils in derselben Größenordnung wie die Intensität. Abb. 6.3 zeigt, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit die Profilform von Satellit und erlaubter Linie übereinstimmt. Der Vergleich der Spitzenintensitäten zur Bestimmung von $S_{\pm}$ ist daher gerechtfertigt.

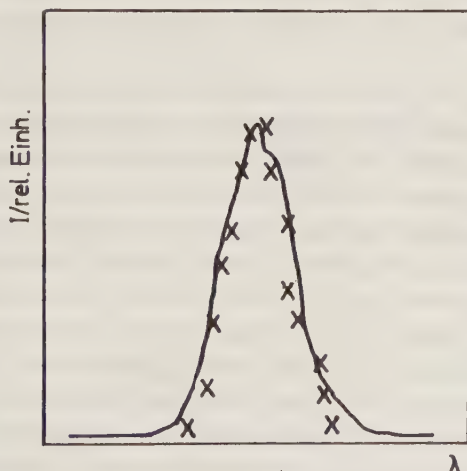


Abb. 6.3 Vergleich der Profile von Hauptlinie (durchgezogene Linie) und nahem Satellit (Kreuze) einer Messung. Die Profile wurden auf gleiche Spitzenintensität normiert.

Der Fehler in der Bestimmung der Feldstärke beruht auf

dem statistischen Fehler der Zählraten der Satelliten. Er wird zu 30% bestimmt. In derselben Größenordnung liegt der Fehler bei der Bestimmung der Trappingfeldstärke, der hauptsächlich auf der Unsicherheit bei der Angabe des Strahldurchmessers beruht.

Die Übereinstimmung der Feldstärken, sowohl der spektroskopisch ausgewerteten untereinander als auch im Vergleich mit den unabhängig bestimmten, ist so gut, daß das angestrebte Ziel, mit spektroskopischen Mittel turbulente elektrische Felder im Plasma nachzuweisen und zu bestimmen, als gesichert angesehen werden kann.

Es liegt nahe, in weiteren Messungen größere Feldstärken zu beobachten. Gleichung (3.1) zeigt, daß der geeignete Parameter für eine Erhöhung der Feldstärke der Strahldurchmesser ist. Bei einer Verringerung des Strahldurchmessers muß aber die Ortsauflösung für die spektroskopischen Messungen erhöht werden, was zwangsläufig zu Einbußen in der Lichtausbeute führt. Zur Kompensation dieser Lichteinbußen ist entweder eine größere Spaltbreite oder eine Verlängerung der Beobachtungsdauer denkbar. Ein breiteres Apparateprofil als Konsequenz einer größeren Spaltbreite wird jedoch ebenso die Spitzenintensität der Satelliten verringern wie eine Meßdauer, die länger ist als die Turbulenz Bestand hat.

Daß unter diesen Umständen die Profile nicht mehr quantitativ auswertbar sind, zeigen Messungen, die am Singulett-Übergang 4^1D , $4^1F \rightarrow 2^1P$ durchgeführt wurden. Wegen der geringeren Intensität mußte die

Meßdauer auf 5 μ s verlängert werden, um die Linie mit dem notwendigen dynamischen Bereich von mehr als 3 Größenordnungen aufzunehmen. Wie die zeitaufgelösten Messungen der Intensitätsüberhöhung (Abb. 5.1) erwarten lassen, ist das Intensitätsverhältnis I/I_0 nur noch gering von 1 verschieden (maximal 1,2). Auch die Strukturen im Linienflügel werden unklarer: Zwar lassen sich noch Satelliten identifizieren (Abb. 6.4), doch ist eine quantitative Auswertung der Profile zur Feldstärkenbestimmung nicht mehr möglich.

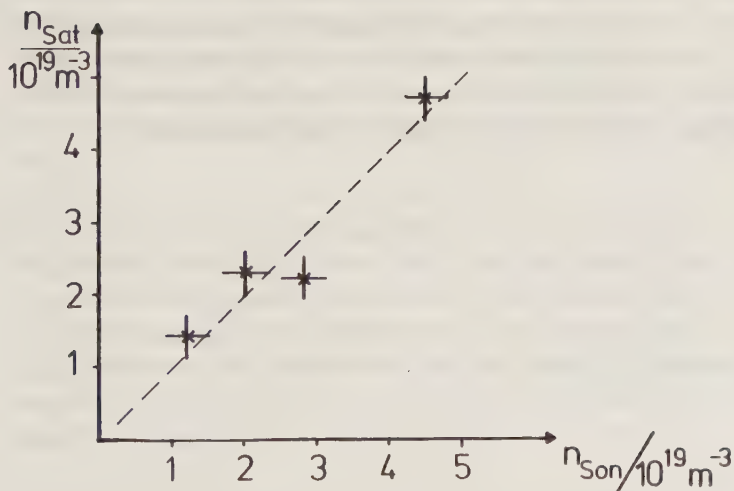


Abb. 6.4 Vergleich der Bestimmung der Plasmadichte aus der Lage von Satelliten bei der Linie bei 492,2 nm mit Werten, die mit der Langmuirsonde gemessen wurden.

Aus diesen Gründen wurde auf Bemühungen, die Feldstärken zu erhöhen, zu diesem Zeitpunkt verzichtet. Für spätere Messungen stellt dieser Punkt ein lohnendes Ziel dar, zumal für Strahldaten, die höhere Feldstärken erwarten lassen, der Gültigkeitsbereich des Trappingmechanismus überprüft werden kann. Unter diesen Bedingungen gewinnen andere Prozesse, wie nichtlineare Wellen-Wellen-Kopplung an Bedeutung, so daß eine Vorhersage, welcher Sättigungsmechanismus die Instabilität begrenzt, wesentlich schwieriger wird.

Wenn es gelingt, die Lichtempfindlichkeit des optischen Meßaufbaus zu erhöhen - beispielsweise mit Hilfe der Laserfluoreszenzspektroskopie (Hildebrandt u. Kunze (1980)) -, bietet die spektroskopische Turbulenzdiagnostik, die hier in einem Modellexperiment vorgestellt wurde, eine Möglichkeit, experimentelle Klarheit darüber zu gewinnen, welcher nichtlineare Prozeß dominiert.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein Modellexperiment beschrieben, in dem erstmalig der Hochfrequenz-Stark-Effekt benutzt wurde, um durch Plasmawellen erzeugte hochfrequente elektrische Felder zu messen und gleichzeitig mit unabhängig gewonnenen Werten zu vergleichen. Nachdem die rein atomphysikalischen Aspekte, die von einer monochromatischen Welle ausgehen, schon lange bekannt sind, konnte hiermit die Anwendbarkeit dieser Methode auf Plasmasituation mit endlicher spektraler Ausdehnung der Wellen nachgewiesen werden. Störeinflüsse durch Verunreinigungslinien, die die Interpretation der Meßergebnisse in anderen Experimenten zweifelhaft erscheinen lassen, können mit der Methodik dieses Experiments ausgeschlossen werden. Besonders wurde darauf geachtet, daß alle mit spektroskopischen Methoden gewonnenen Werte unabhängig überprüft werden konnten.

Die Anregung der instabilen Wellen erfolgte mit einer Zweistrominstabilität durch den Einschub eines Elektronenstrahls in einen gepulsten Niederdruckbogen. Die Versuchsparameter wurden dabei so gewählt, daß eine theoretische Vorhersage der Sättigungsfeldstärken möglich ist und das Frequenzspektrum schmalbandig bleibt.

Dazu wurde eine gut diagnostizierbare reproduzierbare Entladung entwickelt, sowie eine Elektronenquelle hinsichtlich der experimentellen Anforderungen an Strahlenergie und -breite, Reproduzierbarkeit und

Langzeitstabilität optimiert.

Neben der Messung von Plasmasatelliten wurden Linienintensitätsüberhöhungen beobachtet, die als weitere Methode zur Feldstärkenbestimmung benutzt werden konnten. Die Messungen bestätigen dabei ein einfaches Modell, in dem die Intensitätsüberhöhung als Folge des Anstiegs inelastischer Stoßraten mit der Feldstärke und der Frequenz des elektrischen Feldes verknüpft werden. Erstmals konnte dabei das Verhalten der Intensitätsüberhöhung bei einer Änderung der Frequenz des elektrischen Feldes untersucht werden. Durch ihre Konsistenz bestätigen die Messungen, daß das Trapping-Modell die Feldstärken der instabilen Welle in der Sättigung richtig beschreibt.

Die Profilmessungen an der Heliumlinie bei 447,1 nm ergaben Strukturen, die durch die unabhängige Dichtediagnostik von Störlinien diskriminiert und eindeutig als Plasmasatelliten identifiziert werden konnten. Bei den vorliegenden Feldstärken von ca. 10^5 V/m lassen sich diese Satelliten im Rahmen der Theorie von Baranger und Mozer beschreiben. Dabei ergaben sich sehr gute Übereinstimmungen zwischen den sich aus dieser Theorie ergebenden Werte für die Feldstärke sowohl untereinander als auch mit denen des Trapping-Modells.

Literaturverzeichnis

Andrzejewski, P., Diplomarbeit, Bochum (1980) (unver-
öffentlicht)

Ascoli, G., University of Illinois, Coordinated Science
Laboratory Report R-131 (1961)

Autler, S.H. und C.H. Townes, Phys. Rev. 100 (1955) 703

Baranger, M. und B. Mozer, Phys. Rev. 123 (1961) 25

Bethe, H.A. und E.E. Salpeter, Quantum Mechanics of
One-and-Two-Electron Systems, in: Handbuch der Physik
XXXV, hrsg. von S. Flügge, Springer Berlin (1957)

Bludman, S.A., K.M. Watson und M.N. Rosenbluth, Phys.
Fluids 3 (1960) 747

Böhmer, M., J. Chang und M. Raether, Phys. Fluids 14
(1971) 150

Briggs, R.J., Electron-Stream-Interaction with Plasmas,
M.I.T.-Press, Cambridge/Mass. (1964)

Brown, S.C., Introduction to Electrical Discharges in
Gases, Wiley & Sons, New York (1966)

Cooper, W.S. und R.A. Hess, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 433

Cooper, W.S. und H. Ringler, Phys. Rev. 179 (1969) 226

Drawin, H.-W. und J. Ramette, Z. Naturforsch. 33a (1978) 1285

Drawin, H.-W., Collision and Transport Cross Sections,
Euratom-Report EUR-CEA-FC-383 (1967)

Drawin, H.-W., The Last Truth on Plasma Satellites?
in: Wende, B. (Hrsg.), Spectral Line Shapes, de Gruyter
Berlin (1981)

Drummond, W.E., J.H. Malmberg, T.M. O'Neil und J.R.
Thompson, Phys. Fluids 13 (1970) 2422

El-Kareh, A.B. und J.C.J. El-Kareh, Electron Beams,
Lenses and Optics, Vol.1, Academic Press New York (1970)

Fainberg, Ya.B. und V.D. Shapiro, Sov.Phys. JETP 20 (1965) 937

Fried, B.D. und S.D. Conte, The Plasma Dispersion Function,
Academic Press New York (1961)

Frost, R.D., O.T. Purl und H.R. Johnson, Proceedings
of the IRE 50 (1962) 1800

Goldmann, M.V., Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 709

Griem, H., Spectral Line Broadening by Plasmas, Academic
Press New York (1974)

Harrison, G.R., Table of Wavelengths, M.I.T. Press
Cambridge/Mass. (1969)

Heitler, W., The Quantum Theory of Radiation, Clarendon
Press Oxford (³1954)

Hicks, W.W., R.A. Hess und W.S. Cooper, Phys.Rev. A5 (1972) 490

Hildebrandt, J. und H.-J. Kunze, Phys. Rev. Lett. 45
(1980) 183

Himmel, G. und A. Kamp, erscheint in Plasma Physics
and Controlled Fusion (1985)

Himmel, G. und E. Möbius, Z. Naturforsch. 29a (1974) 1572

Kunze, H.-J., H.R. Griem, A.W. DaSilva, G.C. Goldenbaum
und I.J. Spalding, Phys. Fluids 12 (1969) 2669

Laframboise, J.G., University of Toronto, Institute
of Aerospace Studies, Report 100 (1966)

Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Bd. I, 1,
hrsg. von A. Eucken, Springer Verlag Berlin (1950)

Margenau, H. und G.M. Murphy, Die Mathematik für Physik
und Chemie, Verlag Harri Deutsch Frankfurt/M. (1965)

Martin, W.C., J. Res. Nat. B. of Stand. A64 (1960) 19

McWhirter, R.W.P., Spectral Intensities, in: Plasma
Diagnostic Techniques, hrsg. von R. Huddleston und
S. Leonard, Academic Press New York (1965)

Mizuno, K. und S. Tanaka, J. Phys. Soc. Japan 35 (1973)
1753

Moisan, M., R. Pantel, A. Ricard, V.M.M. Glaude und
W.P. Allis, Revue Phys. Appl. 15 (1980) 138

O'Neil, T.M. und J.H. Malmberg, Phys. Fluids 11 (1968) 1754

O'Neil, T.M., J.H. Winfrey und J.H. Malmberg, Phys. Fluids 14 (1971) 1204

Papadopoulos, K., Rev. Geophys. and Space Phys. 15 (1977) 113

Pierce, J.R., Theory and Design of Electron Beams, Van Nostrand Princeton (²1954)

Pinnekamp, F., Z. Naturforsch. 34a (1979) 529

Rebhahn, U., Dissertation Bochum (1982)

Schiller, S., U. Heisig und S. Panzer, Elektronenstrahltechnologie, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft Stuttgart (1977)

Self, S.A., J.Appl. Phys. 40 (1969) 5217

Shapiro, V.D., Sov. Phys. JETP 17 (1963) 416

Singhaus, H.E., Phys Fluids 7 (1964) 1534

St.John, R.M., F.L. Miller und C.C. Lin, Phys. Rev. A134 (1964) 888

Talmi, Y., Multichannel Image Detectors, American Society Washington D.C. (1983)

Thompson, J.R., Phys. Fluids 14 (1971) 1532

vom Scheidt, J., Dissertation Bochum (1985)

Wiegart, N., Dissertation Bochum (1981¹)

Wulff, H., Z. Physik 150 (1958) 614

Mein Dank gilt Prof. Dr. H. Schlüter für die Vorgabe des Themengebietes und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Ebenso möchte ich Dr. A. Piel und Dr. L. Sowa für die zahlreichen anregenden Diskussionen danken.

Lebenslauf

15.8.1953	geboren in Castrop-Rauxel
1960 - 1964	Besuch der Volksschule in Castrop-Rauxel
1964	Wechsel auf das Adalbert-Stifter-Gymnasium in Castrop-Rauxel
1972	Abitur
1972 - 1974	Wehrdienst
1974	Beginn des Physikstudiums an der Ruhr-Universität Bochum
1976	Vordiplom
1980	Diplom
seit 1980	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimental- physik II der Ruhr-Universität Bochum

